

N° D'ORDRE :

221

THESES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGENIEUR-DOCTEUR

PAR

LUCIEN REINGOLD

1^{er} THESE. — ÉTUDE SYSTÉMATIQUE DE LA COMBUSTION DANS LES MOTEURS.

2^e THESE. — PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ.

• Soutenue le **12 AVRIL 1948** devant la Commission d'examen.

MM. CABANNES *Président.*

RIBAUD

AUBERT

} *Examineurs.*

N° D'ORDRE :

221

THESES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE D'INGENIEUR-DOCTEUR

PAR

LUCIEN REINGOLD

1^{er} THESE. — ÉTUDE SYSTÉMATIQUE DE LA COMBUSTION DANS LES MOTEURS.

2^e THESE. — PROPOSITION DONNÉE PAR LA FACULTÉ.

Soutenue le 12 AVRIL 1948 devant la Commission d'examen.

MM. CABANNES *Président.*

RIBAUD

AUBERT

} *Examineurs.*

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

Doyen M. J. CABANNES.

PROFESSEURS

L. BLARINGHEM	T	Botanique.	AUBEL	T	Chimie Biologique.
G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	M ^{me} JOLIOT-CURIE	T	Physique générale et Ra- dioactivité.
C. MAUGUIN	T	Minéralogie.	PLANTEFOL	T	Botanique.
A. DENJOY	T	Théorie des Fonctions.	CABANNES	T	Recherches physiques.
L. LUTAUD	T	Géographie physique et géologie dynamique.	GRASSÉ	T	Zoologie (Evolution des êtres organisés).
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	PRÉVOST		Chimie organique.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	BOULIGAND	T	Application de l'analyse à la Géométrie.
Henri VILLAT	T	Mécanique des fluides et applications.	CHAUDRON	T	Chimie.
Ch. JACOB	T	Géologie.	WYART		Minéralogie.
P. PASCAL	T	Chimie générale.	TEISSIER	T	Zoologie.
M. FRÉCHET	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	MANGENOT	T	Biologie végétale.
M ^{me} RAMART-LUCAS ...	T	Chimie organique.	P. AUGER	T	Physique quantique et rela- tivité.
FOCH	T	Mécanique Physique et expé- rimentale.	MONNIER		Physiologie générale.
PAUTHENIER	T	Electrotechnique générale.	PIVETEAU		Géologie.
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	ROCARD	T	Physique.
JOB	T	Chimie générale.	H. CARTAN		Calcul différentiel.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie com- parées.	SCHAEFFER	T	Physiologie des fonctions.
VILLEY	T	Mécanique appliquée.	LAFFITTE		Chimie (P. C. B.).
COMBES	T	Physiologie végétale.	FAVARD		Calcul des probabilités et Physique-Mathématique.
GARNIER	T	Géométrie supérieure.	COULOMB	T	Physique du globe.
PÉRÈS	T	Mécanique rationnelle.	M ^{lle} COUSIN		Biologie animale (P. C. B.).
HACKSPILL	T	Chimie minérale.	CHRÉTIEN		Analyse et mesures chi- miques.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	DRACH		Evolution des êtres orga- nisés.
TOUSSAINT	T	Technique Aéronautique.	KASTLER		Physique.
M. CURIE	T	Physique (P. C. B.).	CHATELET	T	Arithmétique et théorie des nombres.
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	EPHRUSSI	T	Génétique.
CHAZY	T	Mécanique analytique.	WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
H. GAULT	T	Chimie appliquée.	BAUER	T	Chimie-Physique.
CROZE	T	Physique théorique et phy- sique céleste.	RIVIÈRE		Géologie (P. C. B.).
DUPONT	T	Théories chimiques.	GAUTHERET		Biologie végétale (P. C. B.).
VALIRON	T	Calcul différentiel et Calcul intégral.	LUCAS		Physique.
BARRABÉ	T	Géologie structurale et géo- logie appliquée.	MAX MORAND		Physique.
VAVON	T	Analyse et mesures chi- miques.	ARNULF		Optique appliquée.
* G. DARMOIS	T	Mathématiques générales.	A. THOMAS		Zoologie.
Jacques BOURCART ...		Géographie Physique et géo- logie dynamique.	SOLEILLET		Physique.
			FORTIER		Mécanique expérimentale des fluides.
			DANJON	T	Astronomie.
			FROMAGEOT		Chimie Biologique.
			LAPORTE		Physique générale et Radio- activité.
			QUESNEY	T	Météorologie et Physique de l'atmosphère.

Secrétaire



CH. MONIER

A MON PÈRE

mort en déportation à Auschwitz

In memoriam...

A MES MAITRES

Il est incontestablement des prédestinations, celle de ce travail est d'avoir été exécuté sous le signe du mouvement et de la discontinuité :

Commencé en 1938, après des études préliminaires effectuées en 1936, il fut poursuivi de 1940 à 1943. Il paraît enfin en 1948. Ce bref historique évoque et met en lumière des dates et des événements importants. Aussi peu-ton penser que ce n'est pas « enfermé seul dans un poêle... où j'avais tout loisir de m'entretenir de mes pensées » que ce travail a pu être mené à bien.

Ceci dit, il n'est plus utile, je pense, de m'excuser du temps passé à son accomplissement, ni du retard apporté à sa parution.

Par contre, il me faut souligner que pour surmonter les difficultés matérielles, morales ou scientifiques que je rencontrai sur ma route, j'eus constamment la bonne fortune de trouver, au moment propice, l'aide efficace ou la protection nécessaire, avec toujours l'appui d'un conseil précieux pour me diriger dans mon travail : les événements et les circonstances exceptionnelles qui les marquèrent sont tels que mes sentiments de reconnaissance ne le peuvent pas être moins et ce n'est pas sans une émotion profonde et même douloureuse que je me fais un devoir de les évoquer.

C'est tout d'abord Monsieur le Professeur RIBAUD, qui veut bien s'intéresser à mes premiers travaux et qui, me patronnant de sa haute autorité, me met en rapport avec MM. les Professeurs AUBERT et VILLEY.

Ceux-ci m'introduisent ensuite au Laboratoire de Recherches Physiques de la Sorbonne, et j'ai l'honneur de travailler sous la direction de Monsieur le Professeur COTTON.

Viennent les années de guerre qui interrompent mes études, puis le douloureux armistice.

Epoque pénible et particulièrement incertaine. C'est alors que je vais bénéficier d'une protection tutélaire et millénaire, celle de la Sorbonne : Monsieur le Professeur COTTON m'accueille à nouveau avec cette simplicité exquise qui caractérise les esprits vraiment généreux ; MM. les Professeurs AUBERT et VILLEY, d'accord avec lui, au mépris des lois arbitraires de l'occupant, me redonnent ma place au Laboratoire et me permettent ainsi de reprendre mes études.

Mais bientôt les circonstances deviennent plus difficiles : malgré son âge, Monsieur COTTON est arrêté. Il est ensuite remplacé par Monsieur le Professeur CABANNES, qui en assumant à son tour la direction du Laboratoire, prend immédiatement en charge les mêmes risques et poursuit noblement l'œuvre de son prédécesseur.

Monsieur le Professeur VILLEY, lui aussi, est victime de son activité patriotique et arrêté par les autorités d'occupation. Celles-ci se montrent de plus en plus implacables : ce m'est un devoir vis-à-vis de ceux qui m'ont protégé de leur éviter les risques que je leur fais encourir. Ce m'est aussi un autre devoir de chercher à mettre ma famille à l'abri. Je prends la décision de me transporter en zone libre.

C'est alors que, grâce à Monsieur AUBERT, je suis mis en relation directe avec le « Groupement Français pour le développement des recherches aéronautiques » : d'abord avec son sous-directeur à Paris, Monsieur l'Ingénieur général LECOINTE, ensuite avec son Directeur à Clermont-Ferrand, Monsieur l'Ingénieur général Léon POINCARÉ.

C'est ce dernier qui va prendre spontanément, aidé de son collaborateur Monsieur MERCIER, toutes les mesures nécessaires pour que je puisse poursuivre mes études en zone libre au « Centre de Recherches scientifiques industrielles et maritimes » à Marseille, où veut bien m'abriter, avec mon matériel, son Directeur Monsieur CANAC.

Grâce à la protection de ces organismes officiels, grâce à la généreuse assistance de leurs dirigeants et notamment à celle très efficace de Monsieur l'Ingénieur général POINCARÉ, non seulement je puis poursuivre mes travaux, mais encore je suis à l'abri de toutes difficultés matérielles, ce qui me procure à la fois une satisfaction intellectuelle et la quiétude indispensable à la poursuite de mes études.

C'est avec un sentiment de profonde reconnaissance que j'adresse ici mes remerciements émus à toutes les personnalités qui, mettant au-dessus de leur propre sécurité, le droit à la vie de tout être humain, ont bien voulu venir en aide aux victimes de mesures arbitraires et m'ont permis à moi-même de surmonter les difficultés de cette pénible période.

Je ne veux pas non plus oublier que, si j'ai pu aboutir à quelques résultats, c'est grâce à l'aide scientifique constante que j'ai trouvée auprès de MM. les Professeurs RIBAUD et VILLEY, et aux conseils éclairés que me donnèrent toujours avec empressement MM. les Professeurs COTTON et CABANNES; je leur réitère ici mes sincères et respectueux remerciements en souvenir de cette aide si efficace et de l'amabilité qui y a présidé.

Je tiens à préciser spécialement la part toute particulière qu'il me faut faire aux conseils quasi journaliers qu'a bien voulu me prodiguer Monsieur le Professeur AUBERT : il fut pour moi un véritable « directeur de conscience » dans le domaine scientifique comme dans le domaine intellectuel et moral. S'il m'est permis de le dire, mes sentiments de reconnaissance pour lui sont devenus des sentiments de respectueuse affection.

Tant au Laboratoire de Recherches Physiques à la Sorbonne qu'au G. R. A., ou au C. R. S. I. M., je n'ai pas seulement trouvé aide et réconfort auprès de leurs seuls dirigeants. Ce n'est ni par oubli, ni par omission que je ne cite ni leurs collaborateurs les plus éminents, ni leurs employés les plus humbles. Tous furent pour moi d'une amabilité et d'un secours extrêmement précieux. Je ne puis les citer tous, parce qu'ils sont trop nombreux, et c'est dans la personne même de leur Directeur que je les remercie avec émotion et reconnaissance.

Je dois le reconnaître en toute sincérité : le travail que je présente est le fruit d'une plante aux racines multiples.

Je le fais d'autant plus volontiers que, des traverses même qu'il a subies, je me permets de dégager une cause d'espérance et de sérénité :

Si notre pays a encore des difficultés à surmonter, il le fera victorieusement parce que la raison et les grands principes humains imprescriptibles, dont j'ai moi-même bénéficié, y sont toujours à l'honneur.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547113_0014

— INTRODUCTION —

*Le bon sens est la chose du monde la mieux partagée...
Pour moi, je n'ai jamais présumé que mon esprit fût
en rien plus parfait que ceux du commun...
Mais ne proposant cet écrit que comme une histoire...,
j'espère qu'il sera utile à quelques-uns, sans être nuisi-
ble à personne, et que tous me sauront gré de ma
franchise.*

DESCARTES (Discours de la Méthode).

C'est au savant français H. LE CHATELIER (1) que sont dûs les premiers travaux relatifs aux études théoriques des phénomènes de la Combustion :

C'est lui qui détermina les premières valeurs des chaleurs spécifiques des principaux constituants des gaz de combustion ; c'est encore lui qui, grâce au diagramme (Q, T) donna les premiers éléments pour le calcul des températures de combustion.

Toutes les études ultérieures restent marquées des travaux de LE CHATELIER. Mais, le développement parallèle des recherches scientifiques et des exigences de la technique mit rapidement en lumière les difficultés que présentaient ces calculs dès qu'une certaine rigueur en était exigée.

Dès 1924, Monsieur AUBERT (2) mettait en évidence la complexité des calculs de combustion, même lors d'études de cas simples, lorsqu'il était tenu compte des phénomènes de dissociations, ce qui est indispensable dans le domaine des températures égales ou supérieures à 1.500° C.

Une dizaine d'années plus tard, M. MONTAGNE (3), au cours de recherches effectuées pour ESNAUT-PELTERIE en vue d'études d'astro-nautique, mettait au point une méthode graphique pour les calculs de températures de combustion et une méthode théorique pour la détermination des valeurs plus précises des chaleurs spécifiques et des constantes d'équilibre.

Entre temps, le Professeur RIBAUD (4) entreprenait ses études et recherches sur la combustion dans le triple domaine théorique, expérimental et technique :

a) Déterminations nouvelles des valeurs des chaleurs spécifiques au moyen de la spectroscopie.

(1) MAILLARD et LE CHATELIER : *Recherche sur la Combustion des Mélanges gazeux explosifs* (Annales des Mines, 1883).

(2) M. AUBERT : *Les Combustibles liquides*, Encyclopédie Léauté (Gauthier-Villars, Masson et Cie, Paris, 1924).

(3) P. MONTAGNE : *Thèse*, Paris 1934.

(4) G. RIBAUD : *Traité de Pyrométrie optique* (Revue d'optique, Paris 1931).

Mesure des températures (Armand Colin, 1936).

b) Etude des flammes et de leurs températures.

c) Nouvelles méthodes de calcul des températures de combustion.

Ces travaux sont désormais classiques et de nombreux élèves du Professeur RIBAUD y ont apporté également leurs contributions (5).

Lorsque me fut posé par « le Groupement Français pour le Développement des Recherches Aéronautiques » le problème de « l'Etude systématique de la combustion dans les moteurs » on fixa un programme d'étude à la fois théorique et expérimental.

Le programme théorique avait pour but d'établir un graphique général des températures de combustion possibles dans un moteur, températures calculées avec le maximum de précision possible, en tenant compte des différents facteurs propres aux moteurs à pistons.

Une partie du programme expérimental, (qui fut réalisé d'abord au laboratoire des Recherches Physiques de la Sorbonne, puis à Marseille au C. R. S. I. M.) fait l'objet de la seconde thèse. Le programme complet comporte l'étude d'un appareillage pour mesures simultanées des températures et des pressions auquel le travail théorique devait servir de cadre de référence commun pour interprétation des résultats. La seconde thèse traite des mesures de températures des gaz de combustion.

Les études et recherches ayant permis d'établir le graphique des températures possibles dans un moteur font l'objet du présent travail. Elles ont donné lieu à des difficultés particulières ; pour les mener à bonne fin il a été nécessaire de résoudre des problèmes divers et d'y apporter des solutions nouvelles qu'il nous paraît utile de mettre dès l'abord, en évidence, espérant ainsi faciliter la lecture de cet exposé en en dégageant, au préalable, les principaux résultats obtenus, leurs caractères particuliers et l'intérêt qu'ils présentent.

1°) Toute étude de la combustion implique des calculs qui sont relativement faciles pour des combustibles de composition simple, pour des mélanges en proportion simple avec le comburant et pour des combustions parfaites.

Lorsqu'il faut étudier des combustibles complexes et des mélanges en proportion quelconque avec le comburant, lorsque de plus, il faut envisager les combustions imparfaites pour ces mélanges quelconques, les calculs classiques deviennent rapidement pénibles sinon inextricables.

Dans le présent travail, est donnée une méthode de calculs physico-chimiques qui permet, sous réserves d'hypothèses simples d'étudier tous les cas de combustion possibles parfaites ou imparfaites, pour tous les combustibles purs, naturels ou synthétiques, quel que soit également le comburant utilisé (mélange d'air, d'azote et d'argon en proportion quelconque avec toute addition de gaz inerte qui peut être envisagé).

2°) Nous avons également dû, pour les calculs énergétiques et thermodynamiques, simplifier les méthodes classiques d'utilisation des tables des valeurs d'enthalpie. Ceci a été fait au moyen de la remarque simple de la variation linéaire de l'enthalpie dans un intervalle notable de l'échelle des températures.

3°) Nous avons dû, pour tenir compte des phénomènes de dissociation, mettre au point une méthode suffisamment souple pour pouvoir, d'une part, calculer les tempéra-

(5) R. VICHNIEWSKY : *Thèse*, Paris 1944.
N. MANSON : *Thèse*, Paris 1946.

res de combustion à volume constant — conditions théoriques dans un moteur — d'autre part, faire le calcul correctif des températures de combustion à volume approximativement constant — condition réelle dans un moteur, fonction de l'avance à l'allumage.

Tout compte fait, nous avons pu calculer des températures de combustion dans un moteur pour un combustible industriel quelconque, et pour une combustion imparfaite quelconque, en tenant compte :

- a) du taux de compression préalable
- b) des gaz résiduels
- c) de l'avance à l'allumage.

Nous avons appliqué ces diverses méthodes de calcul à des exemples numériques effectués pour ce que nous avons défini « le combustible moyen », d'après des données expérimentales :

Nous avons établi, finalement, un diagramme des températures possibles dans un moteur à taux de compression préalable $r = 5$ (en donnant le complément nécessaire pour l'étude de l'influence des « chasses préalables » jusqu'à $r = 8$).

Nous précisons sur cet exemple comment doit être utilisé ce diagramme lors de recherches expérimentales, pour l'étude systématique de la combustion en régime normal dans un moteur.

Pour terminer, nous donnons une explication des mécanismes de combustion lors de la formation des points chauds comme première application pratique de nos travaux théoriques.

Les résultats que nous avons obtenus peuvent trouver d'autres applications que celles des études de la combustion dans les moteurs à pistons.

Nous signalerons, notamment, deux applications dans des domaines très différents :

1°) La méthode générale de calculs physico-chimiques établie au chapitre I comporte en elle-même les possibilités d'établissement de divers diagrammes pour le contrôle de marche des foyers industriels (diagramme d'OSWALD ou dérivés, diagrammes de GREBEL, etc...)

Elle permet, en outre, une interprétation et une évaluation du « pouvoir comburivore » très utilisé par les techniciens du chauffage industriel.

2°) L'application simultanée des méthodes de calculs physico-chimiques et énergétiques permet de nouvelles études dans le domaine de la combustion en régime continu, dite à pression constante, pour les applications aux techniques des nouvelles machines propulsives, notamment dans le domaine de l'aéronautique.

TABLEAU RÉCAPITULATIF DES NOTATIONS

SYMBOLE	DÉFINITION	ÉQUATION DE DÉFINITION	RÉFÉRENCE DU TEXTE
A. — Caractéristiques des combustibles et comburants			
n	nombre d'atomes de carbone dans une molécule de combustible		2
m	d'hydrogène —		2
g	d'oxygène —		2
h	d'azote —		2
l	de soufre —		2
M_c	masse moléculaire d'une molécule-gramme de combustible (masse molaire)		3
M_{AIR}	masse moléculaire d'une mole d'air		3
M_2	d'oxygène —		6
λ_o	coefficient de dilatation dû à une combustion moléculaire quelconque	équation (79)	51
λ	— — —	équation (89)	59
	<i>Nota.</i> — Un combustible se caractérise physiquement par 3 données :		
	a_{CO^2}, a_{H_2O} et Q_F		
	pour a_{CO^2} et a_{H_2O} : voir tableau B		
	pour Q_F : voir tableau D		
α	fraction d'azote d'un carburant quelconque par rapport à la teneur normale en azote de l'air atmosphérique		Remarque en fin du § 6
B. — Caractéristiques des mécanismes de combustion			
a_A	titre (symbole générale) d'un constituant A des gaz brûlés	équation (4)	§ 3
a_{CO^2}	titre en CO^2 de gaz brûlé	équation (6) _a	§ 3
a_{H_2O}	— H_2O —	équation (6) _b	§ 3
a_{N^2}	— N^2 —	équations (6) _c -(29)-(32)	§ 3-§ 19-§ 20

SYMBÔLE	DÉFINITION	ÉQUATION DE DÉFINITION	RÉFÉRENCE DU TEXTE
a	titre global : $a = a_{\text{co}_2} + a_{\text{H}_2\text{O}}$ en combustion moléculaire	équation (8)	§ 3
$\mathcal{N}$	nombre de moles d'air pour la combustion théorique d'un combustible	équation (2)	§ 3
$\mathcal{M}$	nombre de moles de gaz brûlés lors de la combustion moléculaire d'une molécule de combustible	équation (3)	§ 3
$\mathcal{P}$	pouvoir comburivore en poids	équation (44)	§ 6
$\mathcal{P}$	— en volume	$\mathcal{P} = \mathcal{N}$	§ 6
k	richesse d'un mélange initial d'air-combustible	équation (15)	§ 7
Θ_c	fraction de combustible efficace	équation (16)	§ 7
Θ_A	— d'air utilisé	équation (16)	§ 7
k_{co_2}	pourcentage d'atomes de carbone incomplètement oxydés	équation (17)	§ 17
$k_{\text{H}_2\text{O}}$	— d'hydrogène	équation (17)	§ 17
A	valeur du rapport $\frac{1-a}{2a_{\text{co}_2}}$	équation (20)	§ 17
μ	facteur correctif de concentration	équations (26)-(34)-(36)	§ 18-§ 21
a_{o_2}	teneur en oxygène d'une mole de gaz brûlés en combustion quelconque (au coefficient μ près)	équations (28)-(31)	§ 19-§ 20
$\mathcal{M}'$	($\mathcal{M}'$ = nombre de moles de gaz brûlés en combustion quelconque pour une mole de combustible)	$\mathcal{M}' = \mathcal{M} + \omega \mathcal{N}$	§ 21
et ω		$\mathcal{J} = \frac{s - \Theta_A}{4k\Theta_c}$	§ 21
$\mathcal{J}$	indice de combustion (nombre caractéristique unique d'une combustion)		§ 40
C. — <i>Température et pression — Caractéristiques des moteurs</i>			
T_F	température théorique de combustion fictive	équations (51)-(52)-(54)-(55)	§ 16-§ 33
T_c	— — — effective	équation (63)	§ 36
T_o	température de l'air au remplissage (entrée admission)		§ 16-§ 47
T_i	température initiale du mélange air-combustible après compression et avant allumage	équation (58)	§ 37
T_e	température des gaz à l'échappement		§ 37
P_o	pression atmosphérique théorique correspondant à T_o	$P_o V = RT_o$	§ 37
P'_o	pression effective de remplissage (Voir ci-dessous pour p)	$P'_o = p.P_o$	§ 37
P_i	pression initiale correspondant à la température T_i		§ 51
P_c	pression finale correspondant à la température T_c	équation (32)	§ 50
			§ 53

SYMBOLE	DÉFINITION	ÉQUATION DE DÉFINITION	RÉFÉRENCE DU TEXTE
ΔT	chute de température due aux énergies absorbées par les dissolutions	$\Delta T = T_F - T_C$	§ 47
p	coefficient de remplissage d'un molen	équations (64)-(77)-(87)	§ 49-§ 58
r	taux de compression volumétrique préalable	$P'_0 = p \cdot P_0$	§ 37
f	fraction libre de la cylindrée totale, pour le remplissage ($1 - f =$ la fraction de la cylindrée occupée par les gaz résiduels)		§ 37
			§ 43
D. — Énergies thermiques mises en jeu — Chaleurs spécifiques			
Q	chaleur de réaction d'un combustible	équation (1)	§ 3
Q_F	énergie mise en jeu par mole de gaz brûlés, en combustion moléculaire	équation (13)	§ 5
Q_T	énergie interne totale due à l'apport d'énergie totale, par mole de gaz brûlés, en combustion moléculaire	$Q_T = Q_F + Q_P$	§ 30
Q_1	apport total d'énergie extérieur, par mole de combustible	équations (43)-(44)	§ 33-§ 38
Q_P	apport d'énergie extérieur, par mole de gaz brûlés, en combustion moléculaire	équation (48)	§ 33-§ 38
Q'_F	valeur correspondante de Q_F en combustion quelconque	$Q'_F = \mu Q_F - 10^3 (68 \mu_{CO} k_{CO_2} + 58 \mu_{H_2O} k_{H_2O})$	§ 33, A
Q'_P	— — — — — Q_P	$Q'_P = \mu \frac{Q_P}{h\Theta_C}$	§ 35-B
Q''_P	apport d'énergie, par mole de gaz brûlés, dû aux gaz d'échappement		§ 43
$(C_A)_{P,T}$	chaleur spécifique, moléculaire à T°K, à pression constante		§ 29
$(C_A)_{V,T}$	— — — — — à volume constant		§ 29
$(q_A)_T$	énergie interne d'un gaz A à T°K		§ 32
φ_A	chaleur spécifique vraie d'un gaz A, admise constante dans l'intervalle de température 4500 — 3500 °K	dans l'intervalle 4500-3500° K : $(q)_{A_T} = \varphi_A T + \varphi_A$	§ 32
$\hat{\rho}_A$	nombre intervenant dans la valeur de $(q_A)_T$	équation (46)	§ 32
		$\hat{\rho}_A = (q_A)_{2000} - 2000 \varphi_A$	§ 32
Nota. — Pour les valeurs numériques de φ_A et $\hat{\rho}_A$ pour les gaz composant les gaz brûlés : voir tableau VII.			

SYMBÔLE	DÉFINITION	ÉQUATION DE DÉFINITION	RÉFÉRENCE DU TEXTE
E. — Dissociations et calculs d'équilibres			
$(Q_A)_T$	énergie totale absorbée à T°K par l'équilibre (A) $2\text{CO}^2 \rightleftharpoons 2\text{CO} + \text{O}^2$		
$(Q_B)_T$	—	(B) $2\text{H}^2\text{O} \rightleftharpoons 2\text{H}^2 + \text{O}^2$	
$(Q_{B'})_T$	—	(B') $2\text{H}^2\text{O} \rightleftharpoons 2(\text{OH}) + \text{H}^2$	
$(Q_C)_T$	—	(C) $\text{H}^2 \rightleftharpoons 2\text{H}$	
$(Q_D)_T$	—	(D) $\text{O}^2 \rightleftharpoons 2\text{O}$	
x_{Co^2}	teneur des gaz brûlés en CO^2 , après dissociation		
y	— en CO ,	équation (66)	
z	— en O^2 ,	système (84)	
$x_{\text{H}^2\text{O}}$	— en H^2O ,	équation (67)	
s	— en (OH) ,	équation (68)	
t	— en H^2 ,	système (84)	
u	— en H ,	système (84)	
v	— en O ,	système (84)	
ε	augmentation de volume, après dissociation, d'une mole de gaz brûlés en combustion fictive	$\varepsilon = \frac{1}{2} \left(y + t + \frac{s+u}{2} + u + v \right)$	48
K_a	constante d'équilibre due à l'utilisation des titres a_A		
K_p	— à pression totale constante		
ξ	coefficient de contraction d'une dissociation	équation (78)	
K_1 à K_5	constantes d'équilibres spéciales dues à la présente étude		
Λ	valeur du produit $\lambda, p, r.$		

CHAPITRE I

GÉNÉRALITÉS SUR LA COMBUSTION DÉFINITIONS

Dans ce chapitre, nous nous sommes efforcés à la fois de définir les notions essentielles sur lesquelles nos études sont fondées et de préciser la terminologie qui en résulte et dont il sera fait couramment usage dans les chapitres suivants.

En ce qui concerne les généralités développées ci-après, elles comportent, en partie, des idées acquises au cours de nos travaux. Il eût donc paru plus naturel, du point de vue chronologique, de les situer en fin d'exposé. A la réflexion, nous avons jugé préférable de les insérer, après sélection convenable, dans ce premier chapitre, d'une part pour situer exactement les notions et terminologies nouvelles qu'il comporte, d'autre part pour éclairer la suite de notre exposé et en faciliter la lecture en mettant en évidence le caractère propre de nos recherches.

A. — LE COMBUSTIBLE MOYEN.

1. Introduction.

Dans tout moteur utilisant un combustible liquide, la masse gazeuse air-combustible mise en jeu, préalablement comprimée, est, après inflammation locale, le siège :

- 1° d'une combustion initiale, par suite de l'inflammation locale ;
- 2° d'une combustion massique, par suite de la propagation de la précédente.

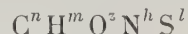
Ce sont cette combustion d'une part, et sa propagation d'autre part, qui permettent l'utilisation sous forme thermique de l'énergie potentielle chimique du combustible introduit, soit avec, soit après, l'air nécessaire.

A ces phénomènes correspondent des régimes de températures et de pressions, dans les moteurs.

La détermination théorique des températures et pressions possibles d'une part, la détermination expérimentale des températures et pressions effectivement réalisées d'autre part, constituent les éléments essentiels de ce travail.

2. Formule chimique élémentaire d'un carburant pour moteur.

La formule générale d'un combustible, quel qu'il soit, est :



Elle suffit à définir le combustible si l'on néglige ses caractéristiques chimiques, ce qui est le cas dans cette étude.

Dans le cas des combustibles minéraux, cette formule générale élémentaire se réduit à :



puisqu'ils ne contiennent certainement plus de N² et de O², au moment de leur livraison à l'utilisation.

En fait, leur teneur en soufre, même dans le cas où elle est jugée élevée, est telle, que l est négligeable devant n et m dans le cas qui nous intéresse plus spécialement, comme il sera montré ultérieurement.

La formule élémentaire, pour un carburant usuel de moteur, est donc en définitive :

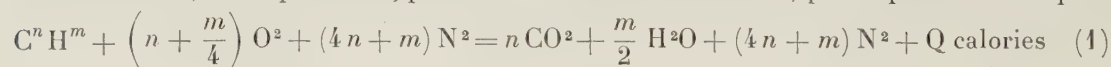


Cette formule représente ce que l'on est convenu d'appeler une « MOLE » qui se définit comme étant, à l'état gazeux, le volume occupé par $6,02 \times 10^{23}$ molécules proprement dites (nombre d'Avogadro) du corps considéré, soit 22,4 litres dans les conditions normales (Température = 0° C — pression = 760 m/m de colonne de Hg).

Toutes les études qui suivent sont effectuées en utilisant cette « mole » de combustible comme quantité unitaire fondamentale. Il faut caractériser physiquement cette mole CⁿH^m de combustible ; c'est le sujet des paragraphes suivants :

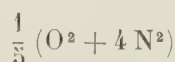
3. Combustion parfaite en mélange théorique. La « mole » de gaz brûlé. Titres des constituants.

La réaction de combustion parfaite, en mélange théorique homogène d'une mole du combustible CⁿH^m, est représentée, pour une combustion dans l'air, par l'équation chimique :



dans laquelle Q est la chaleur de réaction pour une mole de combustible. On suppose les corps réagissants à l'état gazeux et pris à 0° C ; les corps réactants sont également à l'état gazeux ; il n'y a aucun rapport d'énergie extérieure. On admet, en outre, comme composition de l'air utilisé : 1 mole de O² pour 4 moles de N², précision suffisante pour les calculs envisagés.

Il s'ensuit qu'en raisonnant par analogie et en donnant à la notion de « mole » son sens le plus large, dans le cas des mélanges, l'on peut considérer la mole d'air, soit :



Il en résulte immédiatement que la réaction (1) a nécessité un nombre $\mathcal{N}$ de moles d'air, telles qu'elles ont été définies ci-dessus, ce nombre $\mathcal{N}$ étant lui-même tel que

$$\mathcal{N} = 5 \left(n + \frac{m}{4} \right) \quad (2)$$

Le nombre de moles des produits de la réaction, pour la combustion d'une mole du carburant est $\mathcal{N}$, tel que

$$\mathcal{N} = 5n + 3\frac{m}{2} \quad (3)$$

Ces $\mathcal{N}$ moles, quel que soit le combustible utilisé, seront toujours constituées de CO^2 , H^2O et N^2 .

Soient a_{CO^2} , $a_{\text{H}^2\text{O}}$, a_{N} les titres ¹ de ces constituants du gaz de combustion. Définissons avec précisions ces nombres, essentiels dans la suite de ce travail.

Soit un système homogène gazeux, composé d'un nombre quelconque de constituants (A), (B), (C) . . . en équilibre chimique et comportant au total $\mathcal{N}$ moles, *dans un volume et sous une pression quelconques*. Si le nombre des moles du constituant (A) est égal à n_A , par définition, le titre du gaz (A) dans le mélange considéré est :

$$a_A = \frac{n_A}{\mathcal{N}} \quad (4)$$

Les titres des autres constituants seront de même :

$$a_B = \frac{n_B}{\mathcal{N}}, \quad a_C = \frac{n_C}{\mathcal{N}}, \dots \quad (4) \text{ bis}$$

Ceci implique que la somme des titres des constituants d'un mélange de gaz donné est égale à 1 :

$$a_A + a_B + a_C + \dots = 1 \quad (5)$$

Dans le cas des gaz de combustion de la réaction (1), les titres des constituants, *rapportés à la combustion parfaite et en mélange théorique d'une mole de combustible étudié*, sont :

$$a_{\text{CO}^2} = \frac{n}{\mathcal{N}} \quad (6)_a$$

$$a_{\text{H}^2\text{O}} = \frac{m/2}{\mathcal{N}} \quad (6)_b$$

$$a_{\text{N}^2} = \frac{4n + m}{\mathcal{N}} \quad (6)_c$$

1. Dans ses travaux relatifs à la combustion (Thèse — Paris — 1934), MONTAGNE a employé la dénomination *Concentration relative* au lieu de *titre* que nous avons adoptée parce que plus brève et plus usitée.

On vérifie aisément, d'après l'égalité (3) que :

$$a_{\text{CO}^2} + a_{\text{H}^2\text{O}} + a_{\text{N}^2} = 1$$

De cette relation, on tire :

$$a_{\text{N}^2} = 1 - a \quad (7)$$

en posant :

$$a = a_{\text{CO}^2} + a_{\text{H}^2\text{O}} \quad (8)$$

Si l'on reprend l'égalité (3) donnant la valeur de $\mathcal{N}$ et si l'on divise les deux membres par on obtient :

$$1 = 5 \frac{n}{\mathcal{N}} + 3 \frac{m/2}{\mathcal{N}}$$

d'où, en remplaçant dans le second membre chacun des deux termes par sa valeur, d'après les équations (6)_a et (6)_b, l'on obtient la relation simple (9) ci-dessous entre les titres de CO^2 et de H^2O :

$$1 = 5 a_{\text{CO}^2} + 3 a_{\text{H}^2\text{O}} \quad (9)$$

Cette relation caractérise les carbures d'hydrogène C_nH_m . Il en sera fait usage par la suite.

De la relation (9), on déduit encore la relation :

$$1 - a = 4 a_{\text{CO}^2} + 2 a_{\text{H}^2\text{O}} \quad (10)$$

Cette dernière égalité permet de calculer le quotient $\frac{\mathcal{A}}{\mathcal{N}}$ dont la valeur sera utilisée ultérieurement :

L'égalité (2), divisée par $\mathcal{N}$ donne

$$\begin{aligned} \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{N}} &= 5 \left(a_{\text{CO}^2} + \frac{a_{\text{H}^2\text{O}}}{2} \right) \\ \text{soit } \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{N}} &= \frac{5}{4} (4 a_{\text{CO}^2} + 2 a_{\text{H}^2\text{O}}) \end{aligned}$$

Ce qui donne finalement, d'après l'égalité (10) :

$$\frac{\mathcal{A}}{\mathcal{N}} = \frac{5}{4} (1 - a) \quad (11)$$

En résumé, lors d'une combustion parfaite, en mélange théorique, d'une mole d'un carbure d'hydrogène, la composition d'une mole de gaz de combustion correspondante est :

$$\left. \begin{array}{l} a_{\text{CO}^2} \text{ pour le } \text{CO}^2 \\ a_{\text{H}^2\text{O}}^2 \text{ pour le } \text{H}^2\text{O} \\ 1 - a \text{ pour le } \text{N}^2 \end{array} \right\} \quad (12)$$

Les titres des constituants sont définis par les relations (6)_a, (6)_b et (6)_c, et jouissent des propriétés rappelées par les égalités (9), (10) et (11); ces dernières permettent les calculs ultérieurs qui seront effectués dans le cadre de cette *mole de gaz de combustion* que nous appellerons dorénavant plus brièvement la *mole de gaz brûlés*.

4. Généralisation de la méthode ; application à des combustibles synthétiques.

Par suite de la tendance actuelle à l'utilisation de carburants synthétiques de remplacement, il est utile d'envisager également la formule générale



pour les combustibles de moteur.

Dans ce cas, l'égalité (3) devient

$$\mathcal{N}' = 5n + 3\frac{m}{2} - 2g \quad (3) \text{ bis}$$

D'où la relation caractéristique du combustible :

$$1 + \frac{2g}{\mathcal{N}'} = 5a'_{C_{O_2}} + 3a'_{H_2O} \quad (9) \text{ bis}$$

qui est l'analogue de la relation (9).

La relation (9) *bis* permet les calculs ultérieurs identiques à ceux effectués au moyen de la relation (9); ainsi l'on établit l'égalité

$$\frac{\mathcal{N}'}{\mathcal{N}} = \frac{5}{4} (1 - a') \quad (11 \text{ bis})$$

avec $a' = a'_{C_{O_2}} + a'_{H_2O}$ analogue de l'égalité (11); et l'étude générale se poursuit donc pour un carburant $C^n H^m O^g$ de la même façon que nous allons le faire en reprenant la suite des calculs pour les carbures d'hydrogène $C^n H^m$.

5. Caractéristiques physiques d'un combustible. — Le combustible moyen.

Si nous revenons à l'équation de réaction (1) nous voyons que l'énergie mise en jeu pour les $\mathcal{N}$ moles de gaz brûlés est égale à Q calories. Pour une mole de gaz brûlés, l'énergie correspondante mise en jeu est :

$$Q_F = \frac{Q}{\mathcal{N}} \quad (13)$$

Et d'après ce qui précède, il est clair que les 3 données

$$a_{\text{Co}^2}, \quad a_{\text{H}^2\text{O}} \quad \text{et} \quad Q_F$$

constituent les caractéristiques physiques du combustible C^nH^m étudié.

Ces caractéristiques se calculent, pour un combustible donné, à partir des données expérimentales ci-dessous :

a) Son pouvoir calorifique supérieur à volume constant (par le dispositif LANDRIEU-MALSALLEZ.

b) Son poids moléculaire moyen (par des mesures cryoscopiques).

c) Sa composition élémentaire.

Des mesures expérimentales ont été effectuées dans les laboratoires de la « Compagnie Française de Raffinage » sous la direction de M. Woog. Ces mesures ont porté sur des essences d'origines diverses et sur des gaz-oils raffinés et non raffinés.

Les résultats obtenus sont résumés ci-après au tableau I. L'examen de celui-ci confirme en particulier, que les teneurs en soufre sont telles que les titres correspondants sont négligeables¹ par rapport aux titres en CO^2 et en H^2O (voir § 2).

TABLEAU I

DONNÉES EXPÉRIMENTALES ET CARACTÉRISTIQUES PHYSIQUES CALCULÉES
POUR DES COMBUSTIBLES TYPES

N ^{os} D'ÉCHAN- TILLONS	ORIGINE DES CARBURANTS	DENSITÉS d_{45}^4	DONNÉES EXPÉRIMENTALES					CARACTÉRISTIQUES PHYSIQUES CALCULÉES		
			POUVOIR CALORIFIQUE SUPÉRIEUR	POIDS MOLE- CULAIRE MOYEN	COMPOSITION ÉLÉMENTAIRE			a_{Co^2}	$a_{\text{H}^2\text{O}}$	Q_F
					C %	H ² %	S %			
34352	Essence tourisme	0,7269	11018	100,5	84,93	14,49	0,09	0,124	0,127	17950
30404	Essence de distillation	0,7320	11056	103,8	85,13	14,53	0,09	0,124	0,127	17900
34656	Essence synthétique (aromatique)	0,8121	10012	111,4	87,42	12,20	0,005	0,133	0,112	18200
30369	Gaz-oil Irak surraffiné	0,8192	11111	239	85,57	14,26	0,24	0,125	0,125	18200
5373	Gaz-oil Vénézuéla	0,8841	10686	222	86,28	12,54	0,96	0,131	0,115	18250
30502	Gaz-oil Aéronautique	0,8351	10925	215	85,78	13,49	0,89	0,128	0,120	18150

1. Pour l'échantillon n° 5373 (qui donnerait la valeur la plus élevée a_{S^2}), on trouve $a_{\text{S}^2} = 0,0014$, de l'ordre de grandeur de l'erreur possible sur a_{Co^2} .

L'examen du tableau I suscite enfin la conclusion suivante : si les caractéristiques physiques de chaque combustible sont différentes, elles sont toutefois suffisamment voisines, pour les essences et les gaz-oils, de telle sorte, qu'en première approximation, il est possible de considérer un combustible type moyen dont les caractéristiques physiques sont :

$$a_{\text{CO}_2} = a_{\text{H}_2\text{O}} = 0,125 \quad Q_F = 18.100$$

avec $a = 0,250$ et $\frac{\mathcal{A}}{\mathcal{N}} = 0,9375$

La masse molaire de l'essence moyenne est $M_C = 105$;
Sa densité est prise égale à $d_{15}^4 = 0,72$.

La masse molaire du Gaz-oil moyen est $M_C = 224$.
Sa densité est prise égale à $d_{15}^4 = 0,85$.

Il reste bien entendu qu'il serait nécessaire de substituer à ces données moyennes les caractéristiques exactes d'un combustible pour avoir des résultats plus précis, dans un cas concret. Ceci serait nécessaire, en particulier, pour les combustibles étalons, pour lesquels les données expérimentales donnent les caractéristiques exactes suivantes :

a Pour l'heptane -n

$$a_{\text{CO}_2} = 0,119 \quad a_{\text{H}_2\text{O}} = 0,136 \quad Q_F = 18.000$$

b Pour l'iso-octane

$$a_{\text{CO}_2} = 0,119 \quad a_{\text{H}_2\text{O}} = 0,134 \quad Q_F = 18.000$$

Les applications numériques qui seront effectuées au cours de cet exposé seront relatives au combustible moyen — sauf indications contraires.

6. Application à la notion du « Pouvoir comburivore » d'un combustible.

Les caractéristiques physiques des combustibles définies et établies comme il vient d'être exposé sont susceptibles de diverses applications d'ordre technique.

Pour en donner une idée, nous allons montrer brièvement, parce que quelque peu en dehors du sujet précis qui nous intéresse, comment peut être utilisée la relation (9), caractéristique des carbures d'hydrogène lors de l'étude du *pouvoir comburivore*.

a) *Pouvoir comburivore en poids, par unité de poids.* — C'est le poids d'air nécessaire à la combustion parfaite, en mélange théorique, de l'unité de poids du combustible.

Ce pouvoir comburivore $\mathcal{P}$ pour un carbure d'hydrogène, en fonction des titres a_{CO_2} et $a_{\text{H}_2\text{O}}$ se détermine facilement. L'on trouve, tous calculs faits :

$$\mathcal{P} = 36 \frac{2a_{\text{CO}_2} + a_{\text{H}_2\text{O}}}{6a_{\text{CO}_2} + a_{\text{H}_2\text{O}}} \quad (14)$$

b) *Pouvoir comburivore en volume, par unité de volume.* — C'est le volume d'air nécessaire à la combustion parfaite, en mélange théorique, de l'unité de volume du combustible.

Ce pouvoir comburivore $\mathcal{P}$, pour un carbure d'hydrogène, n'est autre que le nombre $\mathcal{N}$ défini par la relation (2) du § 3.

$\mathcal{P} = \mathcal{N}$ (en litres dans notre système d'unités).

Appelons M_{Air} la masse de la mole d'air et M_c la masse de la mole de combustible, précédemment définies. Il est facile de voir, en examinant le premier membre de la réaction de combustion (1), que la valeur de $\mathcal{P}$ donnée par l'équation (14) a pour signification précise que :

$$\mathcal{P} = \frac{\mathcal{N} \cdot M_{\text{Air}}}{M_c}$$

D'où il ressort que les deux pouvoirs comburivores précédemment définis sont liés par la relation simple

$$\frac{\mathcal{P}}{\mathcal{P}'} = \frac{M_{\text{Air}}}{M_c} \quad (14 \text{ bis})$$

Remarque. — Il y a lieu de noter que, pour une combustion en oxygène pur, les pouvoirs comburivores correspondants $\mathcal{P}'$ et $\mathcal{P}'$ sont tels que

$$\frac{\mathcal{P}'}{\mathcal{P}'} = \frac{M_{\text{O}_2}}{M_c}$$

M_{O_2} étant la masse molaire de l'oxygène (soit 32 grammes).

De sorte que, de ce qui précède, ressort ainsi la possibilité d'une technique nouvelle, très différente des méthodes cryoscopiques pour la détermination des masses moléculaires, susceptible de servir de recoupement à ces dernières.

Remarque. — L'étude du *combustible moyen* a été traitée uniquement dans le cas de la combustion dans l'air : il n'y a aucune difficulté à traiter le cas de la *combustion dans l'oxygène pur* ; mais cette étude n'a pas été faite d'abord parce que d'un moindre intérêt au point de vue des applications, ensuite parce qu'elle ne constitue qu'un cas particulier de la première.

On peut, avec utilité, faire l'étude de la combustion dans un mélange d'oxygène et d'azote où ce dernier est en proportion α par rapport à sa quantité normale dans l'air. Dans cette éventualité on obtient les relations suivantes :

$$\mathcal{N} = (1 + 4\alpha)n + (1 + 2\alpha)\frac{m}{2} \quad (3) \text{ ter}$$

$$\mathcal{N} = (1 + 4\alpha)\left(n + \frac{m}{4}\right) \quad (2) \text{ ter}$$

$$1 = (1 + 4\alpha)a_{\text{CO}_2} + (1 + 2\alpha)a_{\text{H}_2\text{O}} \quad (9) \text{ ter}$$

$$\frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N}} = \frac{1 + 4\alpha}{4\alpha}(1 - a) \quad (11) \text{ ter}$$

Pour cette dernière égalité, elle n'est valable que pour $\alpha \neq 0$. Si $\alpha = 0$ elle a la valeur particulière $\frac{\mathcal{N}_0}{\mathcal{N}_0} = 1 - \frac{1}{2}a_{\text{H}_2\text{O}}$ (avec $a = a_{\text{CO}_2} + a_{\text{H}_2\text{O}} = 1$)

B. — LES MÉCANISMES DE COMBUSTION DANS LES MOTEURS.

7. Définition des mécanismes de combustion.

Le phénomène d'inflammation locale donne lieu à un *mécanisme de combustion* qui est défini de la façon suivante :

Rapporté à une mole $C^n H^m$ du combustible utilisé, le mélange *gazeux et homogène* air-combustible, introduit dans un moteur, se symbolise par

$$C^n H^m + \frac{1}{k} \left(n + \frac{m}{4} \right) O^2 + \frac{1}{k} (4n + m) N^2 \quad (15)$$

Le facteur k caractérise la *richesse* du mélange qui est dit

théorique.....	si $k = 1$
riche.....	si $k > 1$
pauvre.....	si $k < 1$

Dans la réalité des faits, et pour des raisons qui seront exposées ci-après, pour un mélange tel que (15), une fraction Θ_G de la molécule de combustible est seule effectivement gazéifiée et oxydée lors de la combustion ; la partie $(1 - \Theta_c)$ du combustible non utilisée est restée à l'état de gouttelettes de liquide.

La combustion a d'autre part utilisé effectivement la fraction Θ_A d'oxygène de la quantité d'air totale introduite dans le moteur.

Dans ces conditions, et en rapportant tout à une mole de combustible admis dans le moteur, le mélange air-combustible effectivement mis en jeu a la forme générale :

$$C^n H^m + \frac{\Theta_A}{k \Theta_c} \left(n + \frac{m}{4} \right) O^2 + \frac{1 - \Theta_A}{k \Theta_c} \left(n + \frac{m}{4} \right) O^2 + \frac{1}{k \Theta_c} (4n + m) N^2 \quad (16)$$

Dans l'expression (16), il est tenu compte des remarques ci-dessous :

1° La fraction non gazéifiée de combustible $(1 - \Theta_c)$ n'apparaît pas, parce que, restée sous forme liquide, elle n'intervient pas au point de vue des concentrations des constituants gazeux du mélange, seuls mis en cause.

2° La fraction $(1 - \Theta_A)$ d'oxygène non utilisée et mise à part, parce que, chimiquement inactive dans la combustion, elle joue un rôle important au point de vue des concentrations des mélanges des gaz brûlés, où on la retrouve (notamment lors des études des dissociations pour le calcul des températures de combustion).

L'expression (16), complétée par le second membre de la réaction chimique, qui sera étudié ultérieurement, représente sous sa forme la plus générale, ce qui sera désormais appelé un *mécanisme de combustion* ; celui-ci se caractérise [1] par des valeurs données de :

a) *La richesse du mélange*, k — proportion de combustible admis par rapport à celle correspondant à la quantité d'air théorique.

b) *La fraction de combustible efficace*, Θ_c — fraction gazeuse utilisée de la masse totale de combustible consommé, qui correspond à l'ensemble des produits CO^2 — CO — H^2O — H^2 des gaz de combustion.

c) *La fraction d'air utilisée*, Θ_A — par rapport à la quantité d'air totale admise.

8. Les modes de propagation de la combustion.

Un mécanisme de combustion local, tel que celui défini au § 7, donne lieu à une propagation. Celle-ci a lieu, quel que soit le mode réalisé, par ondes de choc et combustion, ou, plus précisément par *quasi-ondes*¹; le mode de propagation dépend des conditions énergétiques caractérisant le mélange gazeux qui en est le siège.

D'après les travaux de E. JOUQUET [2, 3 et 4] il y a deux modes de propagation types :

1° *Onde explosive, ou détonante*. — C'est une onde condensée, se propageant à un régime unique, pour un mélange gazeux donné, et vers lequel tend tout autre régime à conditions initiales différentes. Cette onde a donc un caractère de *stabilité*.

En outre elle se propage à une très grande vitesse (supérieure à la vitesse du son) sans qu'aucun ébranlement mécanique du mélange gazeux ne la précède.

Enfin, au passage de l'onde, se produit une brusque *discontinuité* (phénomène de RIEMANN-HUGONOT) se traduisant par une brusque élévation de la température et de la pression et un brusque changement de la vitesse des gaz.

Lors de la combustion massique, il y a donc des inégalités considérables de la pression et de la température, dans les gaz, mais elles sont de durées infiniment petites et un brassage extrêmement puissant, dû aux ondes de choc à grande célérité, homogénéise ces températures et pressions de telle sorte qu'elles sont finalement égales en toute rigueur à ce qu'elles seraient pour une inflammation globale de la masse (explosion).

2° *Onde déflagrante*. — Dans ce cas, l'onde, qui se propage par conduction, n'a pas de caractère de stabilité. Toutefois, on distingue l'onde déflagrante dite *régulière* correspondant à un régime de déflagration type.

Elle se caractérise par sa très faible célérité (par rapport à la vitesse du son). Ceci entraîne une double conséquence :

a) Il y a un ébranlement mécanique faisant une *chasse préalable* devant la flamme, engendrant un système d'interférences d'ondes.

b) La pression varie peu pendant une combustion locale et l'on peut considérer que la réaction chimique a lieu pratiquement à pression constante.

Par ailleurs, les phénomènes d'interférences et de chocs préalables impliquent des conditions initiales différentes pour chaque tranche munie de gaz, par rapport à la précédente, au moment de sa combustion ; il s'ensuit un mode d'évolution massique très

1. Quasi-onde, au sens de DUHEM, si on ne néglige pas l'épaisseur qui est admise en première approximation comme négligeable si l'on considère l'onde mathématique.

complexe, même pour des mélanges gazeux simples, comme l'a montré E. JOUGUET [3, p18] dans le cas d'une combustion à volume constant (voir le paragraphe suivant)¹.

En fin de combustion, la pression est pratiquement uniforme dans l'enceinte, mais, tout en étant très voisine, elle ne correspond pas exactement à la pression finale d'explosion en vase clos, comme dans le cas précédent. FLAMM ET MACHE ont donné une formule de calcul de la pression pour la combustion déflagrante à volume constant [5].

Par contre, la température présente en fin de combustion des différences locales notables, qui ne sont pas atténuées comme dans le cas de l'onde détonante, car d'une part la durée de la combustion massique est plus grande, et d'autre part l'homogénéisation de la masse ne peut être réalisée par les ondes de choc, qui dans le cas présent ont une faible célérité.

HOPKINSON [6] a d'ailleurs pu mesurer des différences de température dans les gaz pour des combustions à volume constant.

Ce régime n'étant pas stable, des régimes de propagation différents, mais du même ordre de grandeur, peuvent s'établir : l'onde déflagrante régulière est une onde repère, en quelque sorte, voisine du mode de propagation réel, pour un mélange donné, en régime normal.

1. Citons d'ailleurs « in extenso » le passage précis auquel il est fait allusion dans ce qui suit :

« Soit σ_0 , T_0 , p_0 l'état initial et soit $T_0 + \frac{\Lambda}{C}$ la température théorique de combustion, à pression constante (Λ pouvoir calorifique à pression constante, C chaleur spécifique moyenne de fumées entre T_0 et $T_0 + \frac{\Lambda}{C}$). Désignons par C' et γ' la chaleur spécifique à pression constante et le rapport des chaleurs spécifiques des gaz frais aux environs de T_0 , par C'' et γ'' la chaleur spécifique à pression constante et le rapport des chaleurs spécifiques des fumées aux environs de $T_0 + \frac{\Lambda}{C}$. Posons $K = C''(T_0 + \frac{\Lambda}{C}) - C'T_0$.

« La pression en fin de compression P est donnée par

$$\frac{P}{p_0} = \frac{\gamma'' - 1}{\gamma' - 1} + (\gamma'' - 1) \frac{K}{p_0 \sigma_0}$$

« Nous croyons intéressant de modifier la forme de cette formule. La température d'explosion en vase clos Θ est égale à $T_0 + \frac{L}{c}$, en appelant L le pouvoir calorifique à volume constant et c la chaleur spécifique moyenne à volume constant des fumées entre T_0 et $T_0 + \frac{L}{c}$. Désignons par γ le rapport $\frac{C}{c}$ et par ν le rapport des nombres de molécules avant et après la combustion. On peut montrer que la formule de FLAMM ET MACHE est équivalente à la suivante :

$$\frac{P}{p_0} = \nu \left[1 + \frac{\gamma''}{\gamma} \frac{L}{c T_0} \right] + (\nu - 1) \frac{\gamma'' - \gamma}{\gamma}$$

« Cette forme est intéressante, car elle montre que si on confond γ'' avec γ on a :

« $P = p_0 \nu \left[1 + \frac{L}{c T_0} \right] =$ exactement Π pression d'explosion en vase clos. La pression à la fin de la combustion est donc sinon tout à fait égale à la pression d'explosion en vase clos, au moins très voisine d'elle.

9. Les modes d'évolution de la combustion.

Étant données les vitesses pratiquement infinies des réactions d'oxydation de combustion, il est possible de considérer le mécanisme de combustion initial comme ayant lieu à pression constante.

Lors de la combustion massique, le *mode d'évolution* différera suivant les types de moteur et les modes de propagation réalisés.

Suivant les moteurs, les modes d'évolution de la combustion seront :

- a) La combustion à pression constante.
- b) La combustion à volume constant.
- c) La combustion en régime mixte ou intermédiaire.

Seuls les deux premiers modes d'évolution ont été étudiés systématiquement et leurs caractéristiques essentielles sont résumées aux deux paragraphes suivants.

Au cours de notre travail, sera exposée une méthode de calcul pour l'étude théorique du mode de combustion en régime mixte ou intermédiaire.

10. Combustion adiabatique à pression constante. Combustion moléculaire.

Le mode d'évolution le plus simple est la *combustion adiabatique à pression constante* d'un mélange air-combustible gazeux, parfaitement homogène, essentiellement caractérisée, au moment où l'équilibre thermo-chimique est atteint, *par la température*, unique effet mesurable, à notre échelle de grandeur, de l'agitation moléculaire due aux énergies mises en jeu ; à noter d'ailleurs que cet équilibre thermique est un équilibre statistique.

Il est de plus hors de doute que, pour y atteindre, la température a varié notablement au sein de la masse de gaz en des points même très voisins. Ceci d'autant plus que l'édifice moléculaire du combustible est plus compliqué, et que sont par conséquent plus nombreuses les possibilités de rupture différentes des molécules, plus variés les processus possibles d'oxydation de ses constituants, plus aisés ou plus lents les stades intermédiaires des chaînes de réactions amenant à l'état d'oxydation totale, terme du phénomène de la combustion.

Ainsi, sans tenir compte des fluctuations de température, dues à l'équilibre statistique et dont l'intensité échappe à nos moyens d'investigation, il est certain que, dans une combustion, quelque simple et parfaite qu'elle soit, il y aura des fluctuations de température, déjà importantes à notre échelle de grandeur et dues à des causes complexes dont une idée très succincte a été donnée ci-dessus.

Tenant compte des faits d'expérience, il est logique d'admettre qu'il existe, pour chaque combustible, et caractérisant celui-ci, une probabilité dominante d'un certain processus de rupture de la molécule et de son oxydation. Il en résulte un régime moyen de température que l'on est convenu de dénommer « température de combustion ». Cette combustion simple, évoluant à pression constante, est essentiellement fonction de la

constitution de la molécule du combustible; pour rappeler son caractère, elle sera dénommée, dans ce qui suit : « *Combustion moléculaire.* »

Remarque. — Cette combustion moléculaire est caractérisée par la chaleur de réaction Q dans la combustion parfaite en mélange théorique (réaction (1) du § 3). Elle correspond donc, pour ce mélange, au mécanisme de combustion tel que :

$$k = \Theta_A = \Theta_C = 1$$

La réaction (1) peut donner lieu à d'autres mécanismes de combustion si l'on n'a pas affaire à un mélange préalable parfaitement homogène de l'air et du combustible. Ces mécanismes sont caractérisés par des valeurs particulières de Θ_A et de Θ_C (k étant naturellement toujours égal à 1).

Cette remarque situe la *combustion moléculaire* et les *mécanismes de combustion* dans nos études.

11. Combustion adiabatique à volume constant.

Le second mode d'évolution type est la *combustion adiabatique à volume constant* d'un mélange air-combustible gazeux, parfaitement homogène.

Dans ce cas, la température et la pression sont les deux effets mesurables de l'agitation moléculaire due aux énergies mises en jeu.

Par suite de l'invariabilité du volume dans lequel elle a lieu, la combustion est notablement plus complexe que dans le cas précédent : aux phénomènes physico-chimiques de la combustion moléculaire se superposent des phénomènes du domaine de la mécanique des fluides dont certains deviennent extrêmement délicats, même lorsqu'il ne s'agit que de gaz très simples et non de mélanges d'air et de combustibles usuels. Le résultat de la combustion massique est différent suivant le mode de propagation :

a) *Propagation par onde explosive.* — Par suite de la grande vitesse des ondes de choc, comme il a été dit au § 8, la température et la pression sont, en fin de combustion, exactement ce qu'elles seraient dans le cas d'une inflammation globale de la masse, après avoir passé par de brusques et notables variations pendant des temps infiniment petits, à notre échelle de grandeur.

b) *Propagation par onde déflagrante.* — Comme il a été vu au § 8, si la pression est uniforme en fin de combustion, il y a des variations de température qui résultent du faible brassage de la masse de gaz par suite de la faible célérité de l'onde de choc; pour cette même raison, les variations pendant la combustion sont sensibles à notre échelle de grandeur. Enfin, par suite des phénomènes d'interférences et de chasse préalable, la pression finale n'est que *très voisine* de celle résultant de la propagation détonante [2].

Dans la propagation par onde déflagrante, il n'y a pas de régime stable comme il a été dit précédemment. Le régime type dont nous avons dit un mot ne sera donc pas réalisé nécessairement et, de plus, le régime de propagation est susceptible de varier pendant la combustion.

Ce fait caractéristique, qui complique encore l'étude du phénomène, est, comme il

sera montré ci-après, un avantage important en ce qui concerne la combustion dans les moteurs où, dans la technique actuelle, seul, le mode de propagation par onde déflagrante est à réaliser.

En résumé, l'onde déflagrante entraîne une propagation à faible célérité par onde métastable et se caractérise par des différences de températures, en fin de combustion massique, au sein de la masse de gaz et une loi particulière liant la température et la pression, en toute rigueur.

Ces deux modes de propagation constituent des *types*.

L'on peut concevoir aisément l'existence de régimes intermédiaires entre ces deux extrêmes : indiquons brièvement que le régime non détonant qui se réalise le plus fréquemment, en pratique, dans les moteurs, est celui de la propagation par onde *pseudo-déflagrante*, régime instable s'adaptant aux conditions énergétiques suivant lesquelles se réalise pratiquement la combustion.

12. La combustion dans les moteurs à carburation préalable. — La combustion parcellaire.

Les modes d'évolution des combustions massiques ont été considérés aux § 10 et § 11 dans le cas théorique des mélanges homogènes gazeux parfaits.

Ainsi le mode d'évolution à pression constante du § 10 correspond au cycle théorique de la combustion dans un moteur *Diesel* mais, en pratique, dans un tel moteur :

1° la pression ne reste pas constante lors de la combustion ;

2° la pulvérisation de l'injecteur ne donne pas un gaz, mais un jet de gouttelettes de différentes grosseurs dont le temps d'injection est loin d'être négligeable par rapport aux durées de réactions de combustion.

Si l'on se place au point de vue du moteur classique à carburation préalable, le mode d'évolution à volume constant du § 11 correspond théoriquement à sa propre évolution.

En réalité, trois facteurs essentiels différencient profondément l'évolution de la combustion dans un moteur à carburation préalable de l'évolution de la combustion type étudiée au § 11 :

1° La combustion a lieu à volume *approximativement* constant et ne peut plus être considérée comme adiabatique.

2° Le mélange préalable est constitué de gouttelettes de combustible en suspension dans l'air (brouillards).

3° Le temps réservé à la réalisation du mélange est très court, étant fonction du régime du moteur, c'est-à-dire de la fréquence du cycle.

La variation du volume pendant la combustion et la non-adiabaticité peuvent être étudiées théoriquement comme il sera montré en cours d'exposé et les conséquences de ces perturbations paraissent faibles en comparaison de celles dues aux caractéristiques du mélange préalable, et précisées ci-dessus :

Il est légitime d'admettre qu'effectivement, à une quantité d'air donnée et constante, correspondra la pulvérisation d'une quantité donnée et sensiblement constante de com-

bustible. Mais, étant donné le processus extrêmement rapide, c'est-à-dire nécessairement très simple, de la réalisation du mélange, les gouttelettes produites sont de grosseurs sensiblement différentes et irrégulièrement réparties dans le volume d'air correspondant.

Quel que soit l'artifice adopté, la turbulence provoquée peut, plus ou moins efficacement, assurer la répartition des gouttelettes dans l'air, mais elle se révèle, en fait, inopérante pour constituer un mélange uniformément réparti de gouttelettes fines et de diamètres égaux, permettant d'assimiler la cylindrée totale à un gaz homogène.

A l'irrégularité du mélange frais s'ajoutent l'influence des gaz résiduaux et les variations de préchauffage du fluide léchant des régions plus ou moins chaudes lors du parcours de remplissage. Ainsi, lors de l'allumage, puis de la combustion et de sa propagation, il y aura localement de notables différences dans les conditions initiales : les gouttelettes les plus fines seront passées à l'état de vapeur, les plus grosses donneront lieu à un mélange de vapeurs et de gouttelettes plus ou moins fines ; à cette diversité des conditions initiales correspond nécessairement une diversité des mécanismes de combustion en chaque point, au sein de la masse de gaz, donc des résultats locaux très différents les uns des autres.

Ainsi, dans un moteur, chaque gouttelette infiniment petite, enrobée dans son air de combustion propre, doit être considérée, en toute rigueur, comme le siège d'un mécanisme de combustion particulier, caractérisé essentiellement par :

- a) La richesse du mélange.
- b) La fraction de combustible efficace.
- c) La fraction d'air utilisé.

En pratique, de petits volumes de gaz ont des caractéristiques, ainsi définies, suffisamment voisines pour présenter un mécanisme de combustion unique, à notre échelle de grandeur.

Plus ces volumes seront grands par rapport à la masse totale de gaz mise en jeu, moins nombreux seront les différents mécanismes de combustion, et inversement.

Ainsi, dans un moteur, la masse de gaz constituant la cylindrée est le siège d'un certain nombre de différents mécanismes de combustion au cours de la combustion massique. Il règne dans cette cylindrée ce que nous appellerons *un régime de combustion parcellaire*.

Celui-ci est dû aux conditions de fonctionnement propres du système de carburation et à la forme de la chambre de combustion et de ses annexes. Il s'y superpose les phénomènes d'interférences et de chasse préalable dus à la combustion à volume sensiblement constant et qui influent sur les conditions initiales des mécanismes de combustion. Enfin ces facteurs n'excluent évidemment pas le phénomène intime de la combustion moléculaire dont ils sont tributaires au premier chef.

Dans ces conditions très complexes de combustion, il est clair que le mode de propagation ne peut plus être envisagé comme se réalisant par une onde déflagrante régulière, ou voisine de celle-ci, le long d'un front de flamme, comme il pouvait être envisagé pour la combustion type étudiée au § 11.

Il semble alors possible de considérer la propagation comme ayant lieu le long d'un *front de flammes multiples* (chaque flamme constituante correspondant à un mécanisme de combustion) par ondes pseudo-déflagrantes indiquées au § 11, à célérités variables le long du front.

Ces célérités variables peuvent se concevoir d'après les propriétés mêmes de ces ondes, brièvement résumées au paragraphe précédent et résultant de leur instabilité même : c'est, en fait, grâce à la complexité des ondes pseudo-déflagrantes ou déflagrantes, et à la variation des régimes admissibles, conséquence de cette instabilité caractéristique, que sont dues les possibilités de marche des moteurs à carburation préalable, malgré la variété des mécanismes de combustion simultanés dans la masse des gaz. Il en résulte que la vitesse de l'onde varie le long du front de flammes, s'adaptant au mécanisme d'une zone particulière et également aux conditions existantes dans les deux zones immédiatement voisines.

Tout au contraire, en combustion détonante, il n'y a qu'un régime stable possible ; si les caractéristiques physiques du mélange font naître ce régime en un point, l'onde de choc s'établit, l'onde de choc et combustion ne se propage que si les conditions locales le permettent et si les points immédiatement voisins ont des caractéristiques identiques sinon, seule l'onde de choc se sera propagée : cette dernière éventualité est la plus probable — le brouillard n'étant pas, de loin, assimilable à un gaz homogène dans un moteur. Dans ces conditions, la combustion ne se propageant pas en régime détonant, la flamme est en quelque sorte soufflée, si, comme c'est le cas le plus fréquent, aucun autre régime de propagation ne peut localement s'établir ; la détonation s'accompagne d'une chute de puissance du moteur, non sans qu'il subisse malgré tout les effets destructeurs dus aux grandes célérités de l'onde ou des ondes de choc localement engendrées.

13. La combustion parcellaire du point de vue thermodynamique.

Le régime de combustion parcellaire dans un moteur n'est pas une simple hypothèse. C'est une réalité dans les moteurs à injection directe, DIESEL ou SEMI-DIESEL, tout comme dans les moteurs à carburation préalable et à combustion déflagrante.

Il est facile de s'en rendre compte en examinant les enregistrements photographiques de propagations de flammes effectués par différents chercheurs : en particulier, ceux, dus à M. DUCHÈNE [7] montrent nettement l'hétérogénéité de la combustion d'une part et les phénomènes purement locaux, profondément différenciés qui se produisent au sein de la masse des gaz lors de la combustion et de sa propagation ¹.

Il résulte de ce qui précède une conséquence pratique importante : dans la combustion type à volume constant, la température et la pression sont liées par une relation thermodynamique connue lors de l'équilibre thermique ; ce dernier a lieu avec une homogénéisation de la température au sein de la masse des gaz brûlés.

Dans le cas du moteur, par suite de la diversité des mécanismes de combustion, il ne se produit vraisemblablement pas d'équilibre thermique global, au moment où l'équilibre chimique est atteint ².

1. Les Planches I à VIII publiées à la fin de ce travail représentent divers cas de « combustion parcellaire ».

2. A noter que ceci n'est valable qu'immédiatement avant le début du temps moteur. Il est certain qu'en fin de ce temps moteur, il y a équilibre thermique global des gaz brûlés, équilibre dû à l'homogénéisation résultant du brassage des gaz pendant la transformation de l'énergie thermique en énergie mécanique.

Il paraît plausible d'admettre, qu'en fin de combustion, règnent, au sein de la masse de gaz, des températures locales différentes et, probablement, une pression non uniforme¹ ; il semble alors nécessaire d'envisager qu'à chaque mode de combustion locale correspond un équilibre thermo-dynamique propre ayant sa loi $f(P, V, T) = 0$.

14. La combustion parcellaire du point de vue général.

Il convient de remarquer que les considérations qui précèdent sont uniquement fondées sur des études théoriques et expérimentales hors de discussion et sur l'observation des faits.

Elles ne contredisent ni ne démarquent aucune des théories classiques ou nouvelles ayant reçu la sanction de l'expérience et de la critique, comme le confirmera la suite de ce travail.

La distinction entre régimes de *combustion moléculaire* et de *combustion parcellaire* différencie deux ordres de phénomènes qui, paraissant confondus à notre échelle de grandeur, ne sont qu'intimement liés.

La *combustion moléculaire* est du domaine de l'infiniment petit.

La *combustion parcellaire* est, dans notre domaine sensible, la résultante à caractère statistique du phénomène précédent et des phénomènes de propagation d'ondes avec interférences et chocs ; ce régime de combustion est dû au moteur et à ses annexes, étant lui-même fonction du régime de combustion moléculaire.

Ainsi, la distinction, loin d'être spacieuse, permet de fixer le domaine de recherche propre à un travail donné : elle est susceptible de discipliner en quelque sorte, et de coordonner les efforts de façon à éviter les controverses stériles qui peuvent avoir pour origine la confusion dans les domaines étudiés.

15. Intérêt des recherches théoriques et expérimentales simultanées.

En résumé, dans un moteur, une inflammation locale provoque un mécanisme de combustion initial qui donne lieu à une propagation par une onde en général *pseudo-déflagrante* ; d'où la combustion massique en régime parcellaire, constituée d'un certain nombre de mécanismes de combustion perturbés par des phénomènes d'interférences et de chocs par chasse préalable. Accidentellement, et très localement, peut prendre naissance une onde détonante de choc et combustion dont, le plus souvent, seule l'onde de choc se propage par suite de la nature même du mélange air-combustible.

Tel est, schématiquement résumé, le phénomène complexe de la combustion dans un moteur dont l'étude du double point de vue théorique et expérimental constitue l'objet du présent travail qui sera régi dans ces deux domaines par les généralités qui viennent d'être exposées.

Une remarque essentielle s'impose :

1. Pour la pression non uniforme, cette hypothèse reste à contrôler. Elle n'est émise ici que sous bénéfice d'inventaire.

L'étude du phénomène, dans le cas de propagation par onde déflagrante ou pseudo-déflagrante, est bien plus délicate que dans le cas de la propagation par onde détonante, du point de vue purement théorique.

En effet, par suite de l'hétérogénéité de la masse gazeuse en fin de combustion, même dans le cas simple d'un mélange parfaitement homogène excluant toute idée de combustion parcellaire, les phénomènes d'interférences et de chocs préalables rendent l'étude de l'onde déflagrante extrêmement difficile : E. JOUGUET l'a mis en évidence dans un exposé synthétique au « centre d'Études Thermiques » (*loc. cit.* — renvoi au § 8).

Dans le cas *type* d'un moteur fonctionnant en régime détonant pour la totalité de la masse de gaz mise en jeu, les deux caractéristiques de stabilité d'une part et de grande vitesse d'autre part entraînent une simplification de l'étude théorique : la première implique une onde unique, la seconde permet d'admettre avec une précision suffisante un mode d'évolution unique de la combustion massique qui entraîne la connaissance de la loi liant la température et la pression en fin d'opération ¹.

Il en résulte que l'étude du régime normal de propagation par onde pseudo-déflagrante sera surtout expérimentale, tandis que l'étude du régime accidentel par onde détonante sera surtout théorique.

Il se trouve, de plus, que l'étude expérimentale du régime déflagrant, ou pseudo-déflagrant est la plus aisée.

Ainsi se trouve fixé le programme de notre travail et précisé dans quel esprit et pour quels motifs l'étude systématique de la combustion dans les moteurs a été considérée du double point de vue théorique et expérimental.

C. — COMBUSTION FICTIVE ET COMBUSTION RÉELLE.

16. Températures de combustions fictive et effective.

Le mécanisme de combustion le plus simple est celui représenté par la réaction chimique (1) d'une combustion parfaite en mélange homogène et en proportion théorique pour une mole de combustible.

Comme nous l'avons vu, c'est le mécanisme de combustion moléculaire correspondant à

$$k = \Theta_c = \Theta_A = 1$$

Il nous a suffi d'utiliser, ainsi qu'il a été vu au § 5, des déterminations expérimentales classiques pour obtenir tous les éléments nécessaires à l'établissement de cette réaction et par conséquent pour connaître la composition (12) de la mole de gaz brûlés.

La connaissance de cette réaction et de la composition de la mole de gaz brûlés correspondante est fondamentale pour la suite de ce travail car, permettant tout d'abord de caractériser physiquement le combustible, ainsi qu'il a été montré, elle servira également

1. La rapidité du phénomène permet de négliger les effets d'interférences d'ailleurs amortis nécessairement par le début du temps moteur.

à l'étude de tous les autres mécanismes de combustion ; l'étude de détaillée de la réaction de combustion (1) doit donc être effectuée très complètement.

Le second membre de l'équation (1) symbolise les gaz de combustion correspondant à ce mécanisme fondamental, en supposant que tous les constituants sont stables à la température atteinte par suite de l'énergie libérée totalement sous forme thermique.

En fait, sous l'influence de cette dernière, à partir d'une certaine température, les molécules CO^2 et H_2O sont partiellement dissociées, avec absorption d'une certaine quantité de l'énergie mise en jeu.

Le second membre de l'équation (1) représente donc une combustion en quelque sorte idéale que les phénomènes subsidiaires mais inévitables de dissociation empêchent de se réaliser.

Cette combustion *limite*¹ est ce que nous appellerons désormais la *combustion fictive*, et nous appellerons *température théorique de combustion fictive* celle qui serait atteinte par les gaz brûlés sans dissociation ; nous la désignerons dans la suite par le symbole T_F .

Dans la réalité des faits, la combustion adiabatique que l'on peut réaliser à la suite de l'équilibre thermo-dynamique dû aux dissociations sera appelé désormais la *combustion effective* ou encore la *combustion réelle*. La température correspondante atteinte, nécessairement inférieure à T_F , tenant compte de l'énergie absorbée par les dissociations, sera appelée la *température théorique de combustion effective* et nous la désignerons dans la suite par le symbole T_G ².

Comme le montrera la suite de notre étude, la température théorique de combustion effective T_C sera déterminée à partir de la température T_F calculée initialement et constituant, sa détermination étant rapide, une donnée secondaire.

Cette température T_C , dont le calcul est le but de l'étude de la combustion en régime normal, a, seule, une signification physique : c'est celle réellement atteinte, au sein d'une flamme, à la pointe du cône bleu, dans une flamme de bec MÉKER par exemple, et dont la valeur mesurée correspond à la valeur calculée [8].

Quel que soit le mécanisme de combustion à étudier, le calcul de la température T_C correspondante (qui constitue l'essentiel de son étude théorique) nécessitera toujours, pour commencer, le calcul et l'étude de la combustion fictive correspondante, l'un et l'autre étant ramenés, en dernier ressort, au cas du mécanisme de combustion moléculaire du combustible considéré.

Il est important de noter que, si les termes *combustion moléculaire* et *combustion parcellaire* qualifient des phénomènes expérimentaux précis et physiquement différenciés, les termes *combustion fictive* et *combustion effective* ne constituent qu'une terminologie utile pour définir des stades différents de l'étude théorique, stades nécessités par des artifices de calcul imposés eux-mêmes par la complexité même du problème traité³.

1. Le terme *limite* est rigoureux : en effet, pour une pression infinie, il n'y aurait plus de dissociations et la température T_F serait réellement atteinte.

2. T_F et T_G sont toujours des températures au degré KELVIN (échelle thermo-dynamique des températures).

3. Cette terminologie a été adoptée par le « Centre d'Études Thermiques » (IX^e Séance — Journée de la flamme — Paris, Décembre 1937).

CHAPITRE II

ÉTUDE DE LA COMBUSTION FICTIVE

La notion de combustion fictive ayant été précisée dans le chapitre précédent, nous allons, dans ce chapitre, l'étudier en détail et pour tout mécanisme de combustion, quel qu'il soit.

Ainsi qu'il a été dit, le calcul préliminaire de T_F , température théorique de combustion fictive, est à effectuer afin d'utiliser sa valeur comme donnée secondaire lors du calcul ultérieur de T_C , but de l'étude théorique de la combustion.

C'est ce calcul de T_F qui va être exposé dans le présent chapitre après avoir examiné et discuté les différents mécanismes de combustion susceptibles d'être réalisés dans les moteurs et après avoir défini, au préalable, les constituants des gaz brûlés correspondants.

A. — DÉTERMINATION DES TITRES DES CONSTITUANTS DE LA MOLE DE GAZ BRÛLÉS POUR LES MÉCANISMES DE COMBUSTION POSSIBLES.

17. Mécanismes de combustion en mélanges riches et en mélanges pauvres.

L'expression générale d'un mécanisme de combustion est, comme nous l'avons vu :

$$C^n H^m + \frac{\Theta_A}{k \Theta_c} \left(n + \frac{m}{4} \right) O^2 + \frac{1 - \Theta_A}{k \Theta_c} \left(n + \frac{m}{4} \right) O^2 + \frac{1}{k \Theta_c} (4n + m) N^2 \quad (16)$$

expression valable pour un carbure d'hydrogène, combustible normal de moteur.

La combustion a lieu : A/ en mélange riche si $\frac{\Theta_A}{k \Theta_c} < 1$

B/ en mélange pauvre si $\frac{\Theta_A}{k \Theta_c} > 1$

Il nous faut maintenant connaître les corps réactants, c'est-à-dire les constituants des

gaz de combustion, après réaction, dans les deux cas de combustion distincts, ci-dessus précisés.

a) *Combustion en mélange riche* — $\frac{\Theta_A}{k\Theta_c} < 1$

De toute évidence, la réaction de combustion sera incomplète puisque la quantité d'oxygène effectif est inférieure à la quantité théorique.

Étudiant les hydrocarbures en général, nous sommes dans l'obligation d'adopter un processus type pour cette combustion incomplète. Nous admettrons qu'au cours de celle-ci :

1° La fraction de combustible non utilisée ($1 - \Theta_c$) est restée à l'état de gouttelettes, conformément à ce qui a été dit précédemment au § 7.

2° Les atomes de C et de H non complètement oxydés de la fraction de combustible efficace se retrouvent dans les gaz brûlés sous forme de CO et de H².

Dans ces conditions, le premier membre de la réaction chimique étant l'expression (16) rappelée ci-dessus, son deuxième membre s'écrit :

$$\begin{aligned} n(1 - k_{\text{CO}_2}) \text{CO}_2 + nk_{\text{CO}_2} \text{CO} + \frac{m}{2}(1 - k_{\text{H}_2\text{O}}) \text{H}_2\text{O} + \frac{m}{2} k_{\text{H}_2\text{O}} \text{H}_2 \\ + \frac{1 - \Theta_A}{k\Theta_c} \left(n + \frac{m}{4} \right) \text{O}_2 + \frac{1}{k\Theta_c} (4n + m) \text{N}_2 \end{aligned} \quad (17)$$

dans lequel k_{CO_2} et $k_{\text{H}_2\text{O}}$ représentent les pourcentages respectifs d'atomes de C et de H n'ayant pas subi l'oxydation complète.

Il y a nécessairement une relation liant ces deux coefficients à k , Θ_A et Θ_c . Celle-ci s'établit en exprimant que, dans l'expression (16) et dans l'expression (17), le nombre d'atomes d'oxygène est le même :

$$2 \left(n + \frac{m}{4} \right) \frac{1}{k\Theta_c} = 2 \left(n + \frac{m}{4} \right) - nk_{\text{CO}_2} - \frac{m}{2} k_{\text{H}_2\text{O}} + 2 \left(n + \frac{m}{4} \right) \frac{1 - \Theta_A}{k\Theta_c}$$

En divisant par $\mathcal{N}$ (voir § 3) les deux membres de cette égalité et en appliquant au résultat les égalités (6), (7), (9), (10) et (11), on obtient en définitive :

$$a_{\text{CO}} k_{\text{CO}_2} + a_{\text{H}_2\text{O}} k_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{1}{2} (1 - a) \left(1 - \frac{\Theta_A}{k\Theta_c} \right)$$

La relation (18) nécessite, pour la discussion générale, la connaissance de la loi liant $k_{\text{H}_2\text{O}}$ et k_{CO_2} . Il a été constaté expérimentalement [9] (et nous nous servirons de ce fait) que l'on peut faire une hypothèse simplificatrice éliminant toute difficulté :

la totalité H² du combustible efficace est supposée oxydée en H₂O, et les imbrûlés sont constitués uniquement de CO.

Nous aurons d'ailleurs l'occasion de justifier ce résultat d'expérience à la fin du chapitre.

Cette hypothèse revient à faire $k_{\text{H}_2\text{O}} = 0$ dans l'équation (18) et l'on a simplement :

$$k_{\text{CO}_2} = \frac{1 - a}{2a_{\text{CO}_2}} \left(1 - \frac{\Theta_A}{k\Theta_c} \right) \quad (19)$$

Posons :

$$\frac{1-a}{2a_{\text{CO}^2}} = A \quad (20)$$

D'après la relation (20) et en utilisant la relation caractéristique (9), on voit que nécessairement :

$$A > 2$$

Comme d'autre part : $k_{\text{CO}^2} < 1$

On en déduit :

$$\frac{A-1}{A} k \Theta_c < \Theta_A \quad (21)$$

L'inégalité (21) fixe une limite inférieure Θ_A pour des valeurs données de k et de Θ_c .

Par ailleurs, lorsque $\frac{\Theta_A}{k \Theta_c} < 1$

l'intervalle général de variation de Θ_A se réduit à :

$$\frac{A-1}{A} k \Theta_c < \Theta_A < k \Theta_c \quad (22)$$

Nous aurons l'occasion d'utiliser l'inégalité (21) lors de la discussion générale des mécanismes de combustion.

b) *Combustion en mélange pauvre* — $\frac{\Theta_A}{k \Theta_c} > 1$

Dans ce mode de combustion, il y a deux modifications essentielles par rapport au précédent :

1° Puisque la combustion a lieu avec excès d'air, elle est complète; en effet, dans le cas contraire Θ_A serait tel que $\frac{\Theta_A}{k \Theta_c} < 1$ et l'on se trouverait dans le cas qui vient d'être traité.

2° Du fait de cet excès d'air, la fraction inutilisée $(1 - \Theta_A)$ n'intervient plus, elle est intégrée dans l'excès d'air lui-même.

Ainsi, le mécanisme de combustion ayant pour premier membre l'expression (16), le second membre de la réaction devrait s'écrire :

$$\begin{aligned} n \text{ CO}^2 + \frac{m}{2} \text{ H}^2\text{O} + \left(\frac{\Theta_A}{k \Theta_c} - 1 \right) \left(n + \frac{m}{4} \right) \text{ O}^2 + \frac{1 - \Theta_A}{k \Theta_c} \left(n + \frac{m}{4} \right) \text{ O}^2 \\ + \frac{1}{k \Theta_c} (4n + m) \text{ N}^2 \end{aligned} \quad (23)$$

Il se simplifie, d'après ce qui précède, et peut s'écrire, quel que soit Θ_A :

$$n \text{ CO}^2 + \frac{m}{2} \text{ H}^2\text{O} + \left(\frac{1}{k \Theta_c} - 1 \right) \left(n + \frac{m}{4} \right) \text{ O}^2 + \frac{1}{k \Theta_c} (4n + m) \text{ N}^2 \quad (23 \text{ bis})$$

Cette dernière formule, dans laquelle Θ_A a disparu, exprime que, pour brûler complè-

tement une mole de combustible, on a pris la quantité d'oxygène nécessaire pour oxyder les atomes de C et de H, soit $\left(n + \frac{m}{4}\right)$ moles sur les $\frac{n + \frac{m}{4}}{k\Theta_c}$ disponibles.

Ce mode de combustion, plus simple que le précédent (et qui s'en révélera par la suite comme un cas particulier), implique la seule condition

$$\frac{1}{k\Theta_c} > 1 \quad (24)$$

Cette inégalité est toujours vérifiée lorsque $k < 1$, c'est-à-dire pour les mélanges initiaux pauvres. Elle ne l'est que si :

$$\Theta_c < \frac{1}{k}$$

Lorsque $k > 1$, c'est-à-dire pour les mélanges initiaux riches, la combustion a toujours lieu en mélange riche si Θ_c est supérieur à $\frac{1}{k}$; la combustion peut avoir lieu en mélange pauvre si Θ_c est inférieur à cette valeur. Cette remarque sera utilisée lors de la discussion générale des mécanismes de combustion possibles.

18. Facteur correctif de concentration μ .

L'expression (17) donnant le deuxième membre de la réaction chimique d'un mécanisme de combustion en mélange riche et l'expression (23) bis donnant ce deuxième membre pour un mécanisme de combustion en mélange pauvre vont nous servir à déterminer pour chacun de ces modes de combustion la composition de la *mole de gaz brûlés*, comme nous l'avons déterminée pour la combustion moléculaire (voir § 3) et à partir des constituants de celle-ci (voir § 3, composition (12)).

Les mécanismes de combustion considérés sont tels que, pour chacun d'eux, la combustion d'une molécule de combustible produit un nombre total de molécules CO^2 , CO , H^2O et H^2 qui est égal au nombre des molécules de CO^2 et de H^2O dans la combustion moléculaire. De plus, le total partiel des molécules CO^2 et CO est égal au nombre des molécules CO^2 , et le total partiel des molécules H^2O et H^2 est égal au nombre de molécules H^2O dans les mécanismes quelconques et dans le mécanisme de combustion moléculaire, quelle que soit la valeur de $\frac{\Theta_A}{k\Theta_c}$. Seules diffèrent les nombres de molécules d'oxygène et d'azote qui modifient les concentrations.

Par exemple, en combustion théorique parfaite, le nombre total de molécules de CO^2 est égal à n ; le titre correspondant est

$$a_{\text{CO}^2} = \frac{n}{\mathfrak{N}}$$

dans la mole de gaz brûlés.

Pour un mécanisme quelconque, en mélange riche, le nombre total de moles $\text{CO}^2 + \text{CO}$ est également n et le titre global est

$$a_{(\text{CO}^2 + \text{CO})} = \frac{n}{\mathcal{N}'} \quad (25)$$

$\mathcal{N}'$ étant le nombre total de moles de gaz brûlés, pour le mélange particulier considéré. De plus, pour ce mécanisme de combustion, le titre de CO^2 seul est

$$a'_{\text{CO}^2} = \frac{n(1 - k_{\text{CO}^2})}{\mathcal{N}'}$$

Celui du CO seul est :

$$a_{\text{CO}} = \frac{n k_{\text{CO}^2}}{\mathcal{N}'}$$

L'on a évidemment : $a'_{\text{CO}^2} + a_{\text{CO}} = a_{(\text{CO}^2 + \text{CO})}$

or, a_{CO^2} étant connu (voir § 5), sa valeur est liée à celle de $a_{\text{CO}^2 + \text{CO}}$ — donnée par la relation (25) — par l'égalité :

$$a_{(\text{CO}^2 + \text{CO})} = a_{\text{CO}^2} \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N}'}$$

L'on voit qu'il suffit de déterminer la valeur du rapport

$$\mu = \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N}'} \quad (26)$$

pour en tirer les valeurs de $a_{\text{CO}^2 + \text{CO}}$, a'_{CO^2} et a_{CO} .

Ce raisonnement subsiste pour les autres constituants de la mole de gaz brûlés et l'on voit que la détermination de μ est nécessaire et suffisante pour déterminer les constituants d'une mole de gaz brûlés d'un mécanisme de combustion quelconque à partir des constituants de la mole de gaz brûlés en combustion moléculaire.

Ce facteur μ , ainsi défini, est appelé le *facteur correctif de concentration*.

19. Composition de la mole de gaz brûlés pour un mécanisme de combustion quelconque en mélange riche.

Dans cette éventualité correspondant à la réaction chimique constituée par l'expression (16) pour le 1^{er} membre et par l'expression (17) pour le second, nous aurons :

$$\left. \begin{array}{ll} \mu a_{\text{CO}^2} (1 - k_{\text{CO}^2}) & \text{pour le } \text{CO}^2 \\ \mu a_{\text{CO}^2} k_{\text{CO}^2} & \text{pour le } \text{CO} \\ \mu a_{\text{H}^2\text{O}} (1 - k_{\text{H}^2\text{O}}) & \text{pour le } \text{H}^2\text{O} \\ \mu a_{\text{H}^2\text{O}} k_{\text{H}^2\text{O}} & \text{pour le } \text{H}^2 \\ \mu a_{\text{O}^2} & \text{pour le } \text{O}^2 \\ \mu a_{\text{N}^2} & \text{pour le } \text{N}^2 \end{array} \right\} \quad (27)$$

Dans la composition (27), on supposera en général $k_{\text{H}_2\text{O}} = 0$ comme indiqué plus haut au § 18.

Le calcul de a_{O_2} se fait en tenant compte de ce que

$$\frac{n + \frac{m}{4}}{\partial \mathcal{N}} = a_{\text{CO}_2} + \frac{a_{\text{H}_2\text{O}}}{2}$$

c'est-à-dire :
$$\frac{n + \frac{m}{4}}{\partial \mathcal{N}} = \frac{1}{4} (1 - a)$$

ce qui donne en définitive :

$$a_{\text{O}_2} = (1 - a) \frac{1 - \Theta_{\Lambda}}{4 k \Theta_c} \quad (28)$$

On trouve de même :

$$a_{\text{N}_2} = (1 - a) \frac{1}{k \Theta_c} \quad (29)$$

Une vérification simple montre que :

$$\mu a_{\text{N}_2} = 1 - \mu (a_{\text{CO}_2} + a_{\text{H}_2\text{O}} + a_{\text{O}_2})$$

Remarque — Les valeurs de a_{CO_2} et $a_{\text{H}_2\text{O}}$ ci-dessus utilisées sont celles correspondant à la combustion moléculaire, c'est-à-dire :

$$a_{\text{CO}_2} = \frac{n}{\partial \mathcal{N}} \quad \text{et} \quad a_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\frac{m}{2}}{\partial \mathcal{N}}$$

20. Composition de la mole de gaz brûlés pour un mécanisme de combustion quelconque en mélange pauvre.

Dans cette éventualité correspondant à la réaction chimique constituée par l'expression (16) pour le 1^{er} membre et par l'expression (23) bis pour le second, nous aurons :

$$\left\{ \begin{array}{l} \mu a_{\text{CO}_2} \\ \mu a_{\text{H}_2\text{O}} \\ \mu a \\ \mu a_{\text{N}_2} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{pour le CO}_2 \\ \text{pour le H}_2\text{O} \\ \text{pour le O}_2 \\ \text{pour le N}_2 \end{array} \quad \left. \vphantom{\left\{ \begin{array}{l} \mu a_{\text{CO}_2} \\ \mu a_{\text{H}_2\text{O}} \\ \mu a \\ \mu a_{\text{N}_2} \end{array} \right\}} \right\} (30)$$

A noter d'ailleurs que la composition (30) n'est qu'un cas particulier de la composition (27) pour lequel $k_{\text{CO}_2} = k_{\text{H}_2\text{O}} = 0$.

Dans tout ce qui suit, l'on constatera toujours que la combustion en mélange pauvre se ramène à un cas particulier de la combustion en mélange riche qui constitue le cas général du problème étudié.

L'on calcule d'une manière analogue à celle ayant servi à l'établissement de l'égalité (28) que :

$$a_{O_2} = \frac{1}{4} (1 - a) \left(\frac{1}{k\Theta_c} - 1 \right) \quad (31)$$

$$a_{N_2} = (1 - a) \frac{1}{k\Theta_c} \quad (32)$$

Enfin l'on vérifie comme précédemment que :

$$\mu a_{N_2} = 1 - \mu (a_{CO_2} + a_{H_2O} + a_{O_2})$$

Remarque. — Ici comme au paragraphe précédent, les valeurs des titres a_{CO_2} et a_{H_2O} sont celles correspondant à la combustion moléculaire.

21. Calcul du facteur correctif de concentration μ [10].

Pour effectuer le calcul du facteur correctif de concentration μ , il suffit de déterminer $\mathcal{N}'$.

Or, quel que soit le mode de combustion envisagé, pour les motifs déjà exposés au § 18, l'on a toujours :

$$\mathcal{N}' = \mathcal{N} + \omega \mathcal{A}$$

De cette égalité l'on tire :

$$\mu = \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N}'} = \frac{1}{1 + \omega \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{N}}}$$

La valeur de $\frac{\mathcal{A}}{\mathcal{N}}$ est connue et donnée par l'égalité (11) du § 3.

Le coefficient ω est, de toute évidence, fonction de k , Θ_A et Θ_c .

a) *Calcul de μ dans le cas de la combustion en mélange riche* [11].

La comparaison du 2^e membre de la réaction (1) du § 3 avec l'expression (17) entraîne l'égalité :

$$\mathcal{N}' = \mathcal{N} + \frac{1 - \Theta_A}{k\Theta_c} \left(n + \frac{m}{4} \right) - (4n + m) \left(1 - \frac{1}{k\Theta_c} \right)$$

d'où :

$$\frac{\mathcal{N}'}{\mathcal{N}} = 1 + \frac{4}{5} \frac{\mathcal{A}}{\mathcal{N}} \left[\frac{5 - \Theta_A}{4k\Theta_c} - 1 \right]$$

D'où l'on tire la valeur ω_r du facteur ω dans le cas des mélanges riches :

$$\omega_r = \frac{4}{5} \left[\frac{5 - \Theta_A}{4k\Theta_c} - 1 \right] \quad (33)$$

Ce qui donne finalement pour la valeur du facteur correctif de concentration :

$$\mu_r = \frac{1}{1 + (1-a) \left(\frac{5-\Theta_A}{4k\Theta_c} - 1 \right)} \quad (34)$$

b) *Calcul de μ dans le cas de la combustion en mélange pauvre.*

La comparaison du 2^e membre de la réaction (1) du § 3 avec l'expression (23) *bis* entraîne l'égalité :

$$\mathcal{N}' = \mathcal{N} + \left(\frac{1}{k\Theta_c} - 1 \right) \left(n + \frac{m}{4} \right) + \left(\frac{1}{k\Theta_c} - 1 \right) (4n + m)$$

d'où :

$$\frac{\mathcal{N}'}{\mathcal{N}} = 1 + \frac{\mathcal{N}}{\mathcal{N}} \left[\frac{1}{k\Theta_c} - 1 \right]$$

Ce qui donne la valeur ω_p du facteur ω dans le cas des mélanges pauvres :

$$\omega_p = \frac{1}{k\Theta_c} - 1 \quad (35)$$

Enfin, la valeur du facteur correctif de concentration est :

$$\mu_p = \frac{1}{1 + \frac{5}{4} (1-a) \left(\frac{1}{k\Theta_c} - 1 \right)} \quad (36)$$

Remarque. — D'après (33), la valeur de ω_r pour $\Theta_A = 1$ est :

$$\omega_r = \frac{4}{5} \left[\frac{1}{k\Theta_c} - 1 \right]$$

Cette expression, rapprochée de (35), montre que, pour $\Theta_A = 1$, les valeurs de ω_p et ω_r sont exprimées par la même relation en k et Θ_c , au facteur $\frac{4}{5}$ près. Ceci s'explique aisément : pour ω_p , c'est le nombre total de moles d'air mises en jeu qui intervient ; pour ω_r intervient seulement le nombre de moles d'azote de l'air mis en jeu. D'où l'écart de $\frac{1}{5}$.

22. Limite de variation de $\frac{\Theta_A}{k\Theta_c}$. — Limites d'inflammabilité.

Nous avons vu au début du chapitre (voir § 17) que le rapport $\frac{\Theta_A}{k\Theta_c}$ caractérisait en définitive la richesse du mélange du mécanisme de combustion. Il est bien évident que, s'il est inférieur à 1, sa valeur ne pourra descendre au-dessous d'une valeur limite ; de même, s'il est supérieur à 1, sa valeur ne pourra par devenir supérieure à un certain maximum : limite inférieure et limite supérieure correspondent aux limites d'inflammabilité du combustible considéré.

Nous allons fixer les limites numériques du rapport $\frac{\Theta_A}{k \Theta_c}$ dans le cas du *combustible moyen* (voir § 5), plus spécialement *l'essence moyenne*.

Rappelons que pour celle-ci :

$$a_{\text{CO}_2} = a_{\text{H}_2\text{O}} = 0,125$$

$$d_{15}^4 = 0,72 \quad M_C = 105$$

Notons que cette valeur de la masse moléculaire M_C correspond à $n = 7,5$ et $m = 15$.

Calcul de la consommation d'air théorique :

L'on a $\left(n + \frac{m}{4}\right)$ moles de O_2 et $(4n + m)$ moles de N_2 .

Ce qui donne, en volume :

$$22,4 \times (11,25 + 45) = 1.259 \text{ litres pour 1 mole de combustible.}$$

En poids, l'on a :

$$11,25 \times 32 + 45 \times 28 = 1.620 \text{ grammes pour 105 grammes de combustible.}$$

Nous avons déterminé les limites d'inflammabilité d'une essence moyenne¹ :

$$\text{limite inférieure} \dots\dots 0,052$$

$$\text{limite supérieure} \dots\dots 0,218$$

Ces limites sont exprimées en cm^3 du liquide par litre d'air.

Ceci nous permet de déterminer les valeurs de k correspondantes :

a) *Limite inférieure*. — Elle correspond à un poids de combustible égal à :

$$0,72 \times 0,052 = 0,0374 \text{ en grammes par litre d'air.}$$

Donc, pour la quantité d'air théorique, le poids de combustible correspondant est :

$$0,0374 \times 1.259 = 47 \text{ grammes.}$$

La valeur de la limite inférieure k_i est donc :

$$k_i = \frac{47}{105} = 0,446.$$

b) *Limite supérieure*. — Le calcul est identique au précédent :

Poids de combustible par litre d'air :

$$0,72 \times 0,218 = 0,1555 \quad \text{g/litre d'air}$$

Poids de combustible pour l'air théorique :

$$0,1555 \times 1.259 = 196 \text{ g.}$$

D'où la valeur de la limite supérieur k_s :

$$k_s = \frac{196}{105} = 1,865$$

1. D'après les données publiées par M. Aubert dans son cours professé à l'École Supérieure d'Aéronautique.

Comme $\frac{\Theta_A}{k\Theta_c} = \frac{1}{k_i}$ ou $\frac{\Theta_A}{k\Theta_c} = \frac{1}{k_s}$, l'on a comme valeurs des limites possibles de ce rapport :

$$0,536 < \frac{\Theta_A}{k\Theta_c} < 2,24$$

Ainsi :

1° Si $0,536 < \frac{\Theta_A}{k\Theta_c} < 1$, la combustion a lieu en mélange riche.

2° Si $1 < \frac{\Theta_A}{k\Theta_c} < 2,24$, la combustion a lieu en mélange pauvre.

Tout ce qui précède se rapporte à l'essence moyenne.

Dans le rapport, $\frac{\Theta_A}{k\Theta_c}$ la valeur de k est une donnée initiale.

C'est la richesse du mélange introduit dans le moteur.

En général, dans les moteurs à carburation préalable, on prend :

soit $k = 0,8$ pour la marche économique,
soit $k = 1,2$ pour la marche de puissance.

Nous discuterons complètement les valeurs possibles de Θ_A et de Θ_c pour les deux types, appliqués à l'essence moyenne.

Remarque. — La caractéristique usuelle d'un mélange air-combustible pour moteur est donnée par le rapport :

$$\varpi = \frac{\text{Poids de combustible introduit}}{\text{Poids d'air introduit}}$$

Voici, tenant compte de ce qui précède, les valeurs de ce rapport pour l'essence moyenne et pour les différents cas d'utilisation dans un moteur :

Limite inférieure d'inflammabilité.....	$\varpi = 0,0290$
Régime économique ($k = 0,8$).....	$\varpi = 0,0520$
Mélange théorique ($k = 1$).....	$\varpi = 0,0650$
Régime de puissance ($k = 1,2$).....	$\varpi = 0,0780$
Limite supérieur d'inflammabilité.....	$\varpi = 0,1210$

23. Discussion générale des mécanismes de combustion possibles.

Connaissant les constituants de la mole de gaz brûlés et les limites de variation pour le mélange air-combustible, nous allons procéder à la discussion des mécanismes de combustion possibles, compte tenu des limites d'inflammabilité.

Cette discussion a pour but de fixer les limites de variation possibles de Θ_c et de Θ_A pour une valeur de k donnée :

Il s'agit de déterminer les limites de Θ_A et de Θ_c , comprises entre 0 et 1, telles que la

valeur de la limite d'inflammabilité du mélange ne soit pas dépassée soit dans un sens, soit dans un autre.

La richesse du mélange introduit dans le moteur étant une donnée initiale, il y a lieu de considérer les 2 cas possibles :

a) Mélange initial riche : $k > 1$

b) Mélange initial pauvre : $k < 1$

Le cas particulier $k = 1$ se traite comme la limite des deux précédents.

a) *Mélange initial riche* ($k > 1$).

Dans ce cas on peut avoir $k \Theta_c > 1$ si $\Theta_c > \frac{1}{k}$

$$\text{ou } k \Theta_c < 1 \text{ si } \Theta_c < \frac{1}{k}$$

1° $k \Theta_c > 1$. — Dans ces conditions, une seule éventualité est possible :

$$\frac{\Theta_A}{k \Theta_c} < 1$$

car, Θ_A étant inférieur à 1 par définition, il est impossible d'avoir Θ_A supérieur à $k \Theta_c$.

Les mécanismes de combustion auront donc toujours lieu en mélanges riches : il n'y aura que des mécanismes de combustion *normaux*, ainsi qualifiés parce qu'ils correspondent aux conditions du mélange initial.

2° $k \Theta_c < 1$. — Dans ces conditions, deux éventualités sont possibles :

$$\alpha) \quad \frac{\Theta_A}{k \Theta_c} < 1 \text{ comme ci-dessus,}$$

c'est-à-dire lorsque

$$\Theta_A < k \Theta_c$$

L'on voit que, dans cette éventualité, les mécanismes de combustion auront lieu en mélanges riches, bien que $k \Theta_c$ eût impliqué des combustions en mélanges pauvres. Il y a eu double inversion donnant en définitive des combustions correspondant aux conditions de mélange initial. Ce sont des mécanismes de combustions *anormaux complexes*.

$$\beta) \quad \frac{\Theta_A}{k \Theta_c} > 1, \text{ c'est-à-dire, lorsque}$$

$$\Theta_A > k \Theta_c$$

Dans ce cas, les mécanismes de combustion ont lieu en mélanges pauvres. Ce sont des mécanismes de combustion *anormaux simples* qui ont lieu à l'inverse des conditions du mélange initial.

b) *Mélange initial pauvre* — ($k < 1$).

Dans ce cas, une seule éventualité est possible pour le produit $k \Theta_c$:

$$k \Theta_c < 1$$

puisque, par définition, Θ_c est inférieur à 1.

La discussion ne peut alors porter que sur la valeur finale du rapport $\frac{\Theta_A}{k\Theta_c}$:

$$1^\circ \frac{\Theta_A}{k\Theta_c} > 1 \text{ — c'est-à-dire } \Theta_A > k\Theta_c.$$

Dans cette éventualité, les mécanismes de combustion ont lieu en mélanges pauvres. Ce sont des mécanismes de combustion *normaux*, puisqu'ils correspondent aux conditions du mélange initial.

$$2^\circ \frac{\Theta_A}{k\Theta_c} < 1 \text{ — c'est-à-dire } \Theta_A < k\Theta_c.$$

Dans cette éventualité, les mécanismes de combustion ont lieu en mélanges riches. Ce sont des mécanismes de combustion *anormaux* qui ont lieu à l'inverse des conditions du mélange initial.

c) *Limite inférieure de Θ_c .*

Quelles que soient les éventualités ci-dessus envisagées, il est évident qu'on doit avoir

$$k\Theta_c > k_i$$

On doit donc avoir

$$\Theta_c > \frac{k_i}{k}$$

Si l'on se réfère à la valeur de k_i déterminée pour l'essence moyenne au § 22, l'on doit avoir

$$\Theta_c > \frac{0,446}{k} \quad (37)$$

Ainsi les limites de Θ_c sont finalement :

$$\frac{0,446}{k} < \Theta_c < 1$$

d) *Limite inférieure de Θ_A .*

Quelles que soient les éventualités ci-dessus envisagées, les mécanismes de combustion, en mélanges riches, impliquent :

$$k_{\text{CO}_2} < 1$$

Ce qui entraîne, comme on l'a vu au § 17 l'inégalité (21) rappelée ci-dessous :

$$\Theta_A > \frac{A-1}{A} k\Theta_c$$

Ce qui donne pour l'essence moyenne :

$$0,667 k\Theta_c < \Theta_A < 1 \quad (38)$$

Ainsi les limites de Θ_A sont finalement :

$$0,667 k\Theta_c < \Theta_A < 1$$

Le tableau II résume la discussion ci-dessus.

TABLEAU II

RÉSUMÉ DE LA DISCUSSION DES MÉCANISMES DE COMBUSTION POSSIBLES
POUR UNE ALIMENTATION DE MOTEUR INITIALE DONNÉE
ET POUR L'ESSENCE MOYENNE

MÉLANGE INITIAL	INTERVALLE DE VARIATION DE Θ_c	INTERVALLES DE VARIATION DE Θ_A POUR CHAQUE VALEUR DE θ_c ET TYPES DE COMBUSTION CORRESPONDANTS
Mélanges riches $k > 1$	$\frac{0,446}{k}$ ↓ $\frac{1}{k}$ ↓ 1	$\frac{A-1}{A} k \theta_c \longrightarrow k \theta_c \longrightarrow 1$ Mécanismes de combustion anormaux complexes Mécanismes de combustion anormaux simples
		$\frac{A-1}{A} k \theta_c \longrightarrow 1$ Mécanisme de combustion normaux
Mélanges pauvres $k < 1$	$\frac{0,446}{k}$ ↓ 1	$\frac{A-1}{A} k \theta_c \longrightarrow k \theta_c \longrightarrow 1$ Mécanismes de combustion anormaux Mécanismes de combustion normaux

Dans ce tableau sont indiquées toutes les éventualités des mécanismes de combustion tels qu'ils ont été définis, par rapport au mélange initial envisagé. Les limites de variation indiquées pour Θ_A s'entendent pour *chaque valeur* de Θ_c , dans l'intervalle des valeurs possibles pour la fraction de combustible efficace.

L'on voit que, dans le cas d'un mélange initial de puissance ($k = 1, 2$), les limites de variation de Θ_c sont, pour l'essence moyenne : 0,372 et 1.

Dans le cas d'un mélange initial économique ($k = 0, 8$), les limites de variation de Θ_c sont, également pour l'essence moyenne : 0,557 et 1.

Pour chaque valeur de Θ_c comprise dans ces intervalles pour l'un ou l'autre cas, il est facile de déterminer les valeurs admissibles de Θ_A .

Ainsi sont déterminées, dans des cas d'alimentation de moteur bien définis, toutes les éventualités de mécanismes de combustion possibles.

24. Mode d'application pour les calculs pratiques.

Lorsque les combustions ont lieu en *mélanges riches*, les calculs de composition des moles de gaz brûlés se font en utilisant :

a) le facteur correctif de concentration (équation 34) :

$$\mu = \frac{1}{1 + (1 - a) \left(\frac{5 - \Theta_A}{4 k \Theta_c} - 1 \right)}$$

b) L'indice de combustion

$$J = \frac{5 - \Theta_A}{4 k \Theta_c} \quad (39)$$

dont l'utilité pratique apparaîtra un peu plus loin dans ce chapitre.

c) Le facteur d'imbrûlés — équation (19) —

$$k_{\text{CO}_2} = A \left(1 - \frac{\Theta_A}{k \Theta_c} \right)$$

Lorsque les combustions ont lieu en *mélanges pauvres*, les mêmes calculs se font en utilisant :

a) Le facteur correctif de concentration — équation (36) —

$$\mu = \frac{1}{1 + \frac{5}{4} (1 - a) \left(\frac{1}{k \Theta_c} - 1 \right)}$$

b) L'indice de combustion

$$J = \frac{1}{k \Theta_c}$$

défini par analogie avec le précédent et dont la forme est identique puisqu'elle correspond pour celui-ci à $\Theta_A = 1$.

La conduite des calculs est simple :

1° On détermine l'intervalle de variation possible de Θ_c pour une valeur donnée de k , et la valeur remarquable $\Theta_c = \frac{1}{k}$, dans l'hypothèse $k > 1$.

2° On détermine dans chaque intervalle les valeurs intermédiaires de Θ_c pour lesquelles seront effectués les calculs complets.

3° Pour chacune des valeurs limites et intermédiaires de Θ_c , on détermine les valeurs limites de Θ_A et des valeurs intermédiaires, si nécessaire.

4° Pour tous les cas ainsi prévus, on calcule

μ , J et k_{CO_2} (s'il y a lieu pour ce dernier).

On a ainsi les éléments permettant de calculer

$$\mu a_{\text{CO}_2}, \mu a_{\text{H}_2\text{O}}, \mu a_{\text{O}_2} \text{ et } \mu a_{\text{N}_2}$$

c'est-à-dire les titres des constituants de la mole de gaz brûlés.

B. — COMPOSITIONS POSSIBLES D'UNE MOLE DE GAZ BRULÉS EN COMBUSTION FICTIVE,
DANS UN MOTEUR. APPLICATION NUMÉRIQUE A L'ESSENCE MOYENNE DES ÉTUDES GÉNÉRALES
DES MÉCANISMES DE COMBUSTION.

25. Rappels généraux des conditions du calcul.

L'essence moyenne définie au § 5 donne en combustion fictive parfaite, pour le mélange théorique (combustion moléculaire), la composition ci-dessous, pour la mole de gaz brûlés.

$$\left. \begin{aligned} a_{\text{CO}_2} &= 0,125 \\ a_{\text{H}_2\text{O}} &= 0,125 \\ a_{\text{N}_2} &= 0,750 \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Dans ce qui suit, nous allons déterminer, pour tous les mécanismes de combustion possibles, les compositions correspondantes des moles de gaz brûlés, à partir de la composition (40) ci-dessus rappelée.

Pour cette essence moyenne, comme il a été vu précédemment :

$$n = 7,5 \quad m = 15 \quad d_{15}^4 = 0,72 \quad \mathcal{N}_c = 105$$

Les calculs sont effectués ci-après pour deux cas types de mélanges initiaux :

1° Mélange initial riche : $k = 1, 2$ correspondant au régime de puissance d'un moteur à carburation préalable.

2° Mélange initial pauvre : $k = 0, 8$ correspondant au régime de marche économique du même moteur.

26. Mécanismes de combustion et composition des gaz brûlés en mélange initial riche — $k = 1, 2$ (essence moyenne).

La réaction générale de combustion a, au second membre, la forme :

$$7,5(1 - k_{\text{CO}_2}) \text{CO}_2 + 7,5 k_{\text{CO}_2} \text{CO} + 7,5 \text{H}_2\text{O} + 11,25 \frac{1 - \Theta_A}{1,2 \Theta_c} \text{O}_2 + \frac{45}{1,2 \Theta_c} \text{N}_2 \quad (41)$$

d'après la forme générale (17) du § 18 et en faisant $k_{\text{H}_2\text{O}} = 0$, comme il a été dit précédemment.

Si l'on se réfère à la discussion générale et à son résumé du tableau II, l'on détermine rapidement :

1° L'intervalle de variation total de Θ_c : $0,372 < \Theta_c < 1$

2° L'intervalle de variation partiel de Θ_c pour lequel n'ont lieu que des mécanismes de combustion normaux :

$$0,833 < \Theta_c < 1$$

Dans cet intervalle, l'intervalle de variation de Θ_A est :

$$0,8 \Theta_c < \Theta_A < 1$$

3° L'intervalle de variation partiel de Θ_c pour lequel ont lieu les mécanismes de combustion anormaux :

$$0,372 < \Theta_c < 0,833$$

Dans cet intervalle : α / si Θ_A varie dans l'intervalle

$$0,8 \Theta_c < \Theta_A < 1,2 \Theta_c$$

ont lieu des mécanismes de combustion anormaux complexes.

$$\beta/\text{ Si } 1,2 \Theta_c < \Theta_A < 1$$

ont lieu des mécanismes de combustion anormaux simples.

Les résultats des calculs numériques, effectués comme il a été dit au § 24, sont publiés au tableau III.

Les valeurs suivantes de Θ_c ont été choisies :

1° $\Theta_c = 0,372$ — limite de combustion possible.

Dans ce cas

$$0,298 < \Theta_A < 0,446$$

(combustion en mélanges riches)

$$0,446 < \Theta_A < 1$$

(combustion en mélanges pauvres).

2° $\Theta_c = 0,5$ à $\Theta_c = 0,8$. Valeurs intermédiaires de Θ_c .

3° $\Theta_c = 0,833$. Cas limite à partir duquel n'ont lieu que des mécanismes de combustion normaux en mélanges riches.

4° $\Theta_c = 0,833$ à $\Theta_c = 1$. Limite de variation de Θ_c .

Pour toutes les valeurs de Θ_c , nous avons donné les résultats des cas limites de Θ_A qui correspondent, pour les mélanges riches à $k_{\text{CO}^2} = 1$ et $k_{\text{CO}^2} = 0$ et de plus le cas intermédiaire tel que $k_{\text{CO}^2} = 0,5$. Celui-ci correspond pour $k = 1,2$ et pour l'essence moyenne à la valeur de Θ_A telle que $\Theta_A = \Theta_c$, d'après l'égalité (19). Or, si $\Theta_c = 1$, on a simultanément $k_{\text{CO}^2} = 0,5$ pour $\Theta_A = 1$; donc, pour la valeur de $\Theta_c = 1$, la valeur intermédiaire de Θ_A a été choisie arbitrairement égale à $\Theta_A = 0,900$.

D'après le tableau III, il est facile de déterminer la composition d'une mole de gaz brûlés en combustion fictive pour tous les mécanismes de combustion possibles de l'essence moyenne utilisée en mélange initial riche tel que $k = 1,2$.

TABLEAU III

θ_c	0,372				0,5				0,6				0,8			
	RICHES		PAUVRES		RICHES		PAUVRES		RICHES		PAUVRES		RICHES		PAUVRES	
MÉCANISMES DE COMBUSTION																
θ_A	0,298	0,372	0,446	1	0,400	0,500	0,600	1	0,480	0,600	0,720	1	0,640	0,800	0,960	1
$\mathcal{I}$	2,635	2,594	2,552	2,25	4,916	4,875	4,833	4,667	1,569	1,528	1,486	1,390	1,135	1,093	1,052	1,042
μ	0,449	0,455	0,461	0,461	0,593	0,604	0,615	0,615	0,701	0,716	0,732	0,732	0,908	0,934	0,962	0,962
$k_{CO_2}(k_{H_2O}=0)$	1	0,500	0		1	0,500	0		1	0,500	0		1	0,500	0	
Composition de la molécule de gaz brûlés en combustion fictive	$\mu_{CO_2} k_{CO_2}$	0	0,0285	0,058	0	0,0375	0,077	μ_{CO_2}	0	0,0445	0,091	μ_{CO_2}	0	0,0585	0,120	μ_{CO_2}
	$\mu_{CO_2} k_{CO_2}$	0,056	0,0285	0	0,074	0,0375	0	0,077	0,088	0,0445	0	0,091	0,113	0,0585		0,120
	μ_{H_2O}	0,056	0,037	0,058	0,074	0,075	0,077	0,077	0,088	0,089	0,091	0,091	0,113	0,117	0,120	0,120
	μ_{O_2}	0,430	0,417	0,408	0,411	0,094	0,076	0,076	0,094	0,074	0,053	0,053	0,064	0,035	0,008	0,008
	μ_{N_2}	0,757	0,768	0,778	0,741	0,755	0,769	0,769	0,730	0,746	0,763	0,763	0,710	0,730	0,752	0,752
θ_c	0,833				0,900				0,950				1			
MÉCANISMES DE COMBUSTION																
θ_A	0,667	0,833	1	1	0,720	0,900	1	1	0,760	0,950	1	1	0,800	0,900	1	1
$\mathcal{I}$	1,083	1,041	1	1	0,991	0,949	0,926	0,926	0,930	0,888	0,877	0,877	0,875	0,854	0,833	0,833
μ	0,942	0,970	1	1	1,007	1,039	1,06	1,06	1,035	1,092	1,10	1,10	1,10	1,122	1,143	1,143
$k_{CO_2}(k_{H_2O}=0)$	1	0,500	0	0	1	0,500	0,222	0,222	1	0,500	0,369	1	1	0,750	0,500	0,500
Composition de la molécule de gaz brûlés en combustion fictive	$\mu_{CO_2}(1-k_{CO_2})$	0	0,0605	0,125	0	0,065	0,1027	0,1027	0	0,068	0,0865	0	0	0,0222	0,0715	0,0715
	$\mu_{CO_2} k_{CO_2}$	0,418	0,0605	0	0,126	0,065	0,0293	0,0293	0,132	0,068	0,505	0,505	0,138	0,1178	0,0715	0,0715
	μ_{H_2O}	0,418	0,121	0,125	0,126	0,130	0,132	0,132	0,132	0,136	0,137	0,137	0,138	0,140	0,143	0,143
	μ_{O_2}	0,058	0,030	0	0,049	0,018	0	0	0,042	0,009	0	0	0,034	0,018	0	0
	μ_{N_2}	0,706	0,727	0,750	0,700	0,722	0,737	0,737	0,694	0,718	0,724	0,724	0,690	0,702	0,714	0,714

27. Mécanismes de combustion et composition des gaz brûlés en mélange initial pauvre — $k = 0,8$ — (essence moyenne).

La réaction générale de combustion a, au second membre, la forme :

$$7,5 \text{ CO}_2 + 7,5 \text{ H}_2\text{O} + \left(\frac{1}{0,8 \Theta_c} - 1 \right) 11,25 \text{ O}_2 + \frac{45}{0,8 \Theta_c} \text{ N}_2 \quad (42)$$

d'après la forme générale (23) bis du § 18.

Si l'on se réfère à la discussion générale et à son résumé du tableau II, l'on détermine facilement :

1° L'intervalle de variation de Θ_c .

$$0,557 < \Theta_c < 1$$

2° Pour toute valeur de Θ_c comprise dans cet intervalle, auront lieu des mécanismes de combustion normaux (c'est-à-dire en mélanges pauvres) si, considérant la forme (23) du mécanisme de combustion du § 18, Θ_A varie dans l'intervalle

$$0,8 \Theta_c < \Theta_A < 1$$

3° Pour toute valeur de Θ_c , dans son intervalle de variation ci-dessus, auront lieu des mécanismes de combustion anormaux (c'est-à-dire en mélanges riches) si Θ_A varie dans l'intervalle.

$$0,557 < \Theta_A < 0,8 \Theta_c$$

Les résultats des calculs numériques, effectués comme il a été dit au § 24, sont publiés au tableau IV.

Les valeurs suivantes de Θ_c ont été choisies :

1° $\Theta_c = 0,557$ — limite de combustion possible.

Dans ce cas, Θ_A varie de 0,298 à 1.

Si $0,298 < \Theta_A < 0,446$, la combustion a lieu en mélanges riches.

Si $0,446 < \Theta_A < 1$, la combustion a lieu en mélanges pauvres.

2° $\Theta_c = 0,7$ à $\Theta_c = 1$. Valeurs intermédiaires et extrêmes de Θ_c .

Pour chacune des valeurs de ce dernier cas, les valeurs limites correspondantes de Θ_A sont déterminées au tableau IV.

Comme pour le cas précédent du § 26, nous avons donné les cas limites de Θ_A , pour chaque valeur de Θ_c , correspondant à $k_{\text{co}}^2 = 1$ et $k_{\text{co}}^2 = 0$ en ce qui concerne les mécanismes anormaux (mélanges riches). Nous avons également donné le cas intermédiaire $k_{\text{co}2} = 0,500$ qui correspond d'après l'égalité (19) à la valeur de Θ_A telle que

$$\Theta_A = \frac{2}{3} \Theta_c.$$

Pour les mécanismes de combustion normaux, il n'y a qu'une seule valeur de Θ_A à envisager, comme il a été vu précédemment, c'est-à-dire : $\Theta_A = 1$.

TABLEAU IV

θ_c	0,557				0,7				0,8				0,9				1				
	RICHES			PAUVRES	RICHES			PAUVRES	RICHES			PAUVRES	RICHES			PAUVRES	RICHES			PAUVRES	
MECANISMES DE COMBUSTION	θ_A	0,298	0,372	0,446	1	6,373	0,466	0,560	1	0,426	0,533	0,640	1	0,480	0,600	0,720	1	0,533	0,667	0,80	1
		2,635	2,594	2,552	2,250	2,065	2,025	1,982	1,787	1,786	1,744	1,703	1,561	1,569	1,528	1,486	1,390	1,393	1,353	1,312	1,250
$\mathcal{I}$	μ	0,449	0,455	0,461	0,461	0,356	0,365	0,375	0,375	0,629	0,641	0,655	0,655	0,701	0,716	0,732	0,732	0,771	0,791	0,810	0,810
		1	0,500	0		1	0,500	0		1	0,500	0		1	0,500	0		1	0,500	0	
Composition de la molécule de gaz brûlés en combustion fictive	$\mu_{CO_2}(1 - k_{CO_2})$	0	0,0285	0,058	μ_{CO_2}	0	0,0355	0,072	μ_{CO_2}	0	0,040	0,082	μ_{CO_2}	0	0,0445	0,091	μ_{CO_2}	0	0,0495	0,101	μ_{CO_2}
	$\mu_{CO_2} k_{CO_2}$	0,056	0,0285	0	0,058	0,069	0,0355	0	0,072	0,079	0,040	0	0,082	0,088	0,0445	0	0,091	0,096	0,0495	0	0,101
	μ_{H_2O}	0,056	0,057	0,058	0,058	0,069	0,071	0,072	0,072	0,079	0,080	0,082	0,082	0,088	0,089	0,091	0,091	0,096	0,099	0,101	0,101
	μ_{O_2}	0,130	0,117	0,108	0,108	0,116	0,101	0,084	0,084	0,106	0,088	0,069	0,069	0,094	0,074	0,053	0,053	0,084	0,061	0,037	0,037
	μ_{N_2}	0,757	0,768	0,778	0,778	0,745	0,757	0,770	0,770	0,737	0,751	0,767	0,767	0,730	0,746	0,763	0,763	0,732	0,741	0,739	0,759

Le tableau IV permet de déterminer la composition des moles de gaz brûlés, en combustion fictive, pour tous les mécanismes de combustion possibles pour l'essence moyenne, en mélange initial $k = 0,8$.

28. Diagramme de μ en fonction de Θ_C et de Θ_A .

Comme on le verra dans la suite de cet exposé, le facteur correctif de concentration μ joue un rôle important dans les calculs théoriques. C'est pourquoi nous donnons ci-joint une représentation graphique des résultats numériques des valeurs de μ obtenues lors de l'étude de la combustion fictive aux § 27 et § 28 et résumés aux tableaux III et IV.

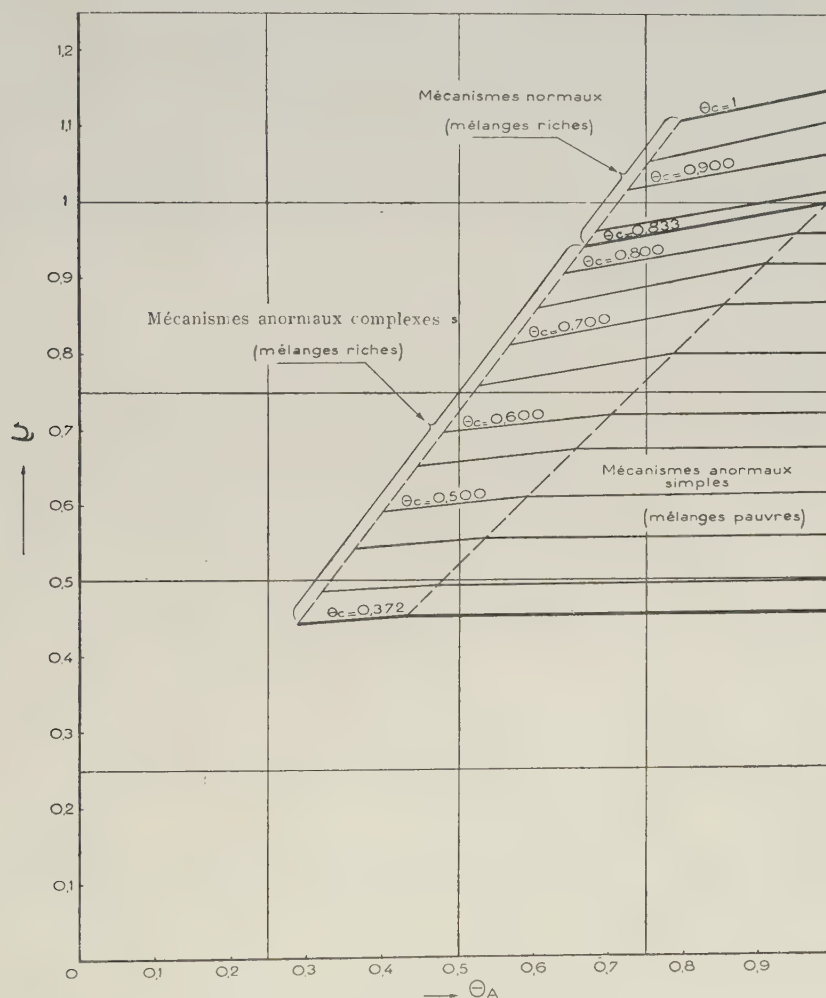


FIG. 1. — Valeur de μ en fonction de Θ_A et de Θ_C .
Combustion fictive de l'essence moyenne pour mélange initial riche $k = 1,2$.

La figure 1 donne le diagramme des valeurs de μ en fonction de Θ_A pour les différentes valeurs possibles de Θ_c dans le cas du mélange initial riche, $k = 1, 2$.

La figure 2 donne ce même diagramme dans le cas du mélange initial pauvre, $k = 0,8$. Sur chacun de ces diagrammes, l'on voit clairement :

- L'intervalle de variation total de Θ_c .
- L'intervalle de variation de Θ_A correspondant à une valeur donnée de Θ_c .
- Les zones respectives des mécanismes de combustion normaux ou anormaux.

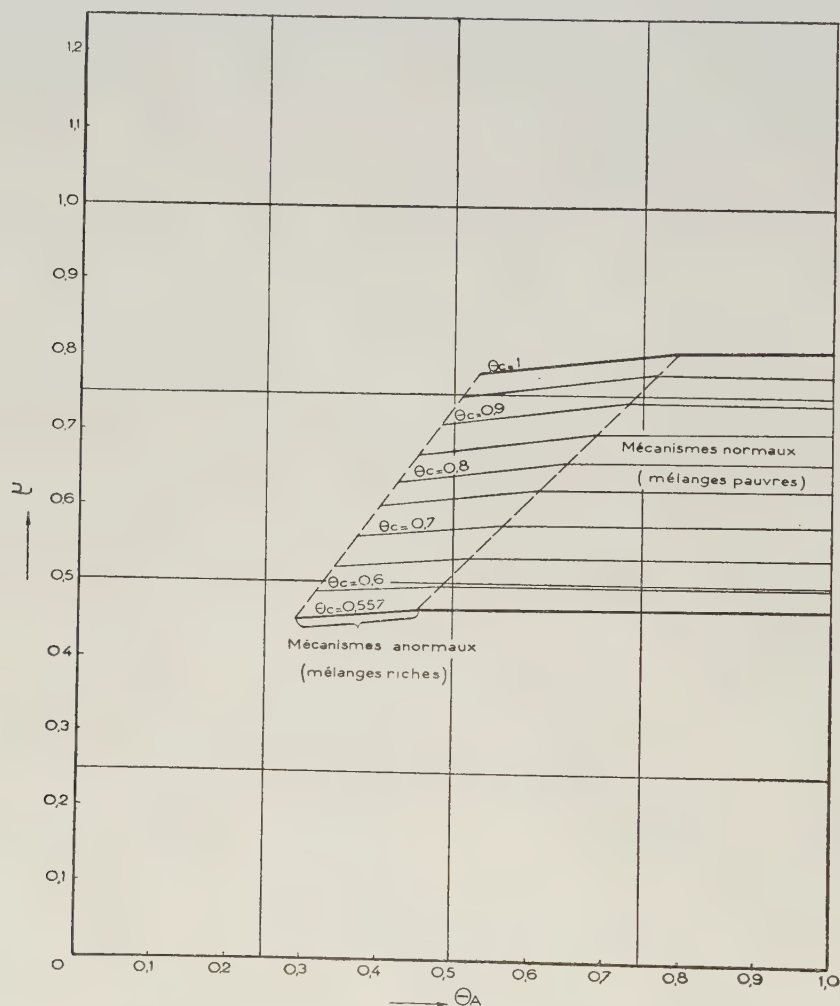


FIG. 2. — Valeur de μ en fonction de Θ_A et de Θ_c .
Combustion fictive de l'essence moyenne pour mélange initial pauvre $k = 0,8$.

Remarque. — Si l'on superpose les 2 figures 1 et 2, l'on constate que le diagramme de la figure 2 est exactement la partie inférieure du diagramme de la figure 1. Seules ont varié les valeurs de Θ_c . Nous aurons l'occasion de revoir la même concordance pour d'autres représentations graphiques relatives à ces deux mélanges initiaux différents.

C. — CALCUL DES TEMPÉRATURES THÉORIQUES DE COMBUSTION FICTIVE A VOLUME CONSTANT.

29. Principes et éléments de calcul.

Le calcul des températures de combustion est fondé essentiellement sur le *principe de conservation de l'énergie* et sur la connaissance des valeurs exactes des *chaleurs spécifiques moléculaires vraies*.

a) *Principe de conservation de l'énergie*. — Tous les calculs de températures, effectués au cours de ce chapitre et des chapitres suivants, sont une application directe du « principe de l'état initial et de l'état final » [12] et du raisonnement classique qu'il comporte quand sont effectués des calculs énergétiques. Il n'en sera plus fait mention, pour la facilité de l'exposé, mais il est indispensable de se souvenir qu'implicitement les calculs sont établis en raisonnant d'après ce principe qui est lui-même une forme particulière du principe général de conservation de l'énergie.

b) *Chaleur spécifique moléculaire d'un gaz A*. — Nous insisterons plus longuement sur ce point qui n'est pas traité dans notre travail d'une manière classique, comme on va le voir ci-après.

La chaleur spécifique moléculaire vraie d'un gaz A, à une température T° K, est la chaleur nécessaire, à cette température, pour élever de 1° la température d'une mole de ce gaz.

Pour la commodité des exposés théoriques, il est admis couramment de distinguer deux sortes de chaleurs spécifiques pour le gaz A :

1° Chaleurs spécifiques moléculaires vraies à pression constante $(C_A)_{p,T}$

2° — — — — — à volume constant $(C_A)_{v,T}$

Ces 2 chaleurs spécifiques sont d'ailleurs liées par une relation simple.

L'on a, en effet, d'après les définitions mêmes, à une pression p donnée :

$$(C_A)_{p,T} = (C_A)_{v,T} + p \cdot dV$$

Or :

$$p \cdot dV = R \cdot dT$$

où $R = 1,986$ cal. g. (constante des gaz parfaits)

donc :

$$(C_A)_{p,T} = (C_A)_{v,T} + R$$

Ainsi, la chaleur spécifique moléculaire à volume constant, à une température donnée est égale à la chaleur spécifique moléculaire à pression constante, à cette température, diminuée de R , soit de 2 cal. g. environ.

30. Enthalpie et énergie interne.

Considérons une mole de gaz A, prise à 300° K, température de référence initiale que nous adoptons dans cette étude.

Si, par un procédé quelconque, on lui fait un apport d'énergie totale Q_T la mole de gaz A sera portée à une température T_F telle que

$$Q_T = \int_{300}^{T_F} (C_A)_T \cdot dT \quad (43)$$

Si la mole de gaz A évolue à *pression constante*, l'intégrale de l'égalité (43) représente la *variation de l'enthalpie* de cette molécule entre les températures 300 et T_F ° K (chaleur d'échauffement moléculaire à pression constante).

Si la mole de gaz A évolue à *volume constant*, l'intégrale représente la *variation de l'énergie interne* de cette molécule entre les températures 300 et T_F ° K (chaleur d'échauffement moléculaire à volume constant).

Remarque. — La température 300° K étant considérée pratiquement comme la température initiale pour toutes les réactions, l'on dira couramment que l'intégrale (43) représente l'*enthalpie* ou l'*énergie interne*, suivant les cas, de la mole considérée à la température T_F ° K. C'est une forme de langage abrégée mais non rigoureuse.

La mole A est portée à la température T_F ° K si elle est stable à cette température : ce que nous supposons dans ce chapitre. Dans le cas contraire, elle se dissocie et la température atteinte est celle à laquelle la mole A est en équilibre avec ses produits de dissociations. Ce cas, qui est celui ayant effectivement lieu, sera étudié dans le chapitre suivant.

Si, au lieu de considérer la mole de gaz A, nous considérons une *mole* constituée de gaz A, B, C, ... dont les titres sont a_A , a_B , a_C , ... l'égalité (43) devient :

$$Q_T = a_A \int_{300}^{T_F} (C_A)_T dT + a_B \int_{300}^{T_F} (C_B)_T dT + a_C \int_{300}^{T_F} (C_C)_T dT + \dots \quad (44)$$

Ceci montre que, dans le cas de gaz de combustion, comme l'on connaît les titres des constituants, l'on a immédiatement les données nécessaires à l'établissement de l'égalité (44), fondamentale pour tout calcul de température, à pression constante ou à volume constant. Cette égalité concerne les *combustions fictives* puisque nous supposons les corps A, B, C, ... stables à la température T_F ° K.

31. Chaleurs spécifiques moléculaires à volume constant.

Dans ce qui va suivre, nous exposerons uniquement les calculs de températures pour les combustions évoluant à volume constant, ayant en vue l'étude de la combustion dans les moteurs à carburation préalable.

Le calcul pour les combustions à pression constante serait identique, aux valeurs près des chaleurs spécifiques.

Il y a un point essentiel à élucider tout d'abord, dans le cas de la combustion à volume constant. Nous avons vu que, à une pression donnée

$$(C_A)_{p,T} = (C_A)_{v,T} + R$$

Il faut examiner ce qui se passe dans l'égalité ci-dessus lorsque p varie, car, si les valeurs de $(C_A)_{p,T}$ à une même température, varient lorsque p varie, le calcul des températures de combustion à volume constant prendrait une forme doublement complexe puisque $(C_A)_{v,T}$ serait simultanément fonction de T et de p .

ROCHAN ZAËR [13] a montré que, tout au moins dans l'intervalle de pressions de 1 à 100 atmosphères, et pour des températures de l'ordre de 1900° K au minimum, les valeurs des chaleurs spécifiques à pression constante étaient indépendantes de la pression. Les résultats de ses travaux sont résumés, pour quelques gaz, au tableau V.

TABLEAU V

$p(\text{atm})$	1	25	50	100	200	$T^\circ \text{K}$
O_2	8,880	8,880	8,880	8,893	8,94	2000
N_2	8,604	8,60	8,62	8,63	8,663	2000
CO_2	14,5	14,5	14,53	14,56		2000

Il en résulte que, pratiquement, les valeurs des chaleurs spécifiques seront considérées comme indépendantes de la pression, dans le cas qui nous intéresse, lors des calculs de températures que nous effectuerons, pour la combustion à volume constant, dans les moteurs à carburation préalable.

32. Variation linéaire de l'énergie interne dans l'intervalle de températures 2000/3000° K.

Le tableau VI donne les valeurs de « l'énergie interne » ou chaleur d'échauffement moléculaire à volume constant,

$$(q_A)_T = \int_{300}^T (C_A)_T dT$$

pour les différents gaz constitutifs de gaz brûlés, entre 2000 et 3000° K.

Ces valeurs de $(qA)_T$, pour les différents gaz, ont été établies en utilisant les valeurs des chaleurs spécifiques moléculaires déterminées et publiées par ROCHAN ZAËR [13].

TABLEAU VI

T° K	H	O	H ²	OH	N ²	CO	O ²	H ² O	CO ²
2000	5070 300	5070 300	9250 650	9450 750	10025 650	10200 575	10700 700	13800 1020	18500 1250
2100	5370 300	5370 300	9900 600	10200 550	10675 650	10775 650	11400 700	14820 1010	19750 1250
2200	5670 300	5670 300	10500 650	10750 650	11325 645	11425 705	12100 700	15830 1045	21000 1300
2300	5970 300	5970 300	11150 650	11400 640	12020 670	12120 700	12800 680	16875 1025	22300 1200
2400	6250 280	6250 280	11800 650	12040 670	12690 690	12820 670	13480 670	17900 1050	23500 1300
2500	6550 300	6550 300	12450 650	12710 680	13380 670	13490 690	14150 730	18950 1100	24800 1300
2600	6850 300	6850 300	13100 650	13390 670	14050 650	14180 680	14880 700	20050 1050	26100 1300
2700	7150 500	7150 300	13750 650	14060 650	14700 700	14860 670	15580 710	21100 1100	27400 1300
2808	7450 300	7450 300	14400 700	14710 690	15400 700	15530 670	16290 710	22200 1000	28700 1300
2900	7750 300	7750 300	15100 650	15400 700	16100 700	16200 700	17000 715	23200 1100	30000 1250
3000	8050	8050	15750	16100	16800	16900	17715	24300	31250

Il ressort de l'examen des différences tabulaires des valeurs de $(qA)_T$ pour les différents gaz, dans cet intervalle de températures, que l'énergie interne varie suivant une fonction

linéaire de la température, avec une approximation très satisfaisante pour la précision des calculs envisagés.

Ainsi, la valeur de l'intégrale précédente peut s'exprimer, dans l'intervalle 2000-3000° K sous la forme

$$(q_A)_T = \int_{300}^{2000} (C_A)_{2000} dT + \varphi_A (T - 2000) \quad (45)$$

Cette équation est valable pour tous les gaz constitutifs des gaz de combustion.

L'égalité (45) se simplifie :

$$(q_A)_T = (q_A)_{2000} + \varphi_A (T - 2000)$$

ce qui s'écrit finalement :

$$(q_A)_T = \varphi_A T + \rho_A \quad (46)$$

en posant :

$$\rho_A = (q_A)_{2000} - 2000 \varphi_A \quad (47)$$

En résumé, dans l'intervalle de températures 2000-3000° K, pour un gaz A, l'énergie interne, à une température T, est représentée par une droite d'équation (46), dans laquelle φ_A est la chaleur spécifique moléculaire vraie, pratiquement constante dans cet intervalle.

C'est cette forme simplifiée de l'énergie interne, propre à cet intervalle de températures, qui sera utilisée dans les calculs ultérieurs.

Le tableau VII donne les valeurs de φ_A et de ρ_A , pour les divers constituants des gaz brûlés.

La figure 3 représente les droites correspondant à (q_{CO^2}) , (q_{H^2O}) et (q_{CO}) d'une part dans l'intervalle 2000°-3000° K, d'autre part

TABLEAU VII

Gaz	CO ²	H ² O	CO	O ²	H ²	OH	N ²	H et O
$10^{-3} \times \rho_A$	-6,7	-7,2	-3,2	-2,7	-4,15	-3,95	-3,4	-0,93
φ_A	12,7	10,5	6,75					3

avec extrapolations pour les intervalles 1500-2000° K et 3000-3500° K.

Les points figurés sur les coordonnées extrêmes représentent les valeurs exactes des énergies internes correspondantes.

L'on voit que l'approximation résultante est encore excellente dans l'intervalle 1500-3500° K qui couvre largement toutes les valeurs de températures que nous aurons à étudier pour la combustion dans les moteurs.

La simplification résultant de la forme linéaire (46) de la variation de l'énergie interne,

pour l'étude de la combustion dans les moteurs, donne des résultats avec une approximation de l'ordre de 0,2 % au maximum (pour les valeurs extrêmes de l'intervalle de températures considéré) ; elle est de l'ordre de 0,02 % pour les températures de l'ordre de 2500° K.

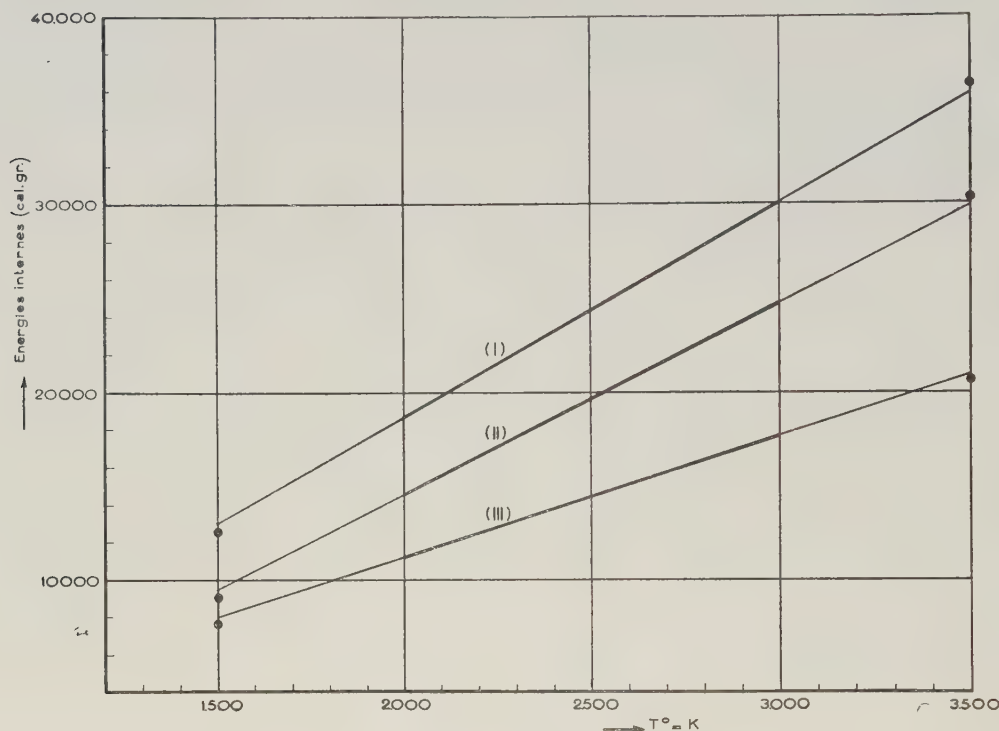


FIG. 3. — I. Énergie interne du CO₂. — II. Énergie interne du H₂O. — III. Énergie interne du CO.

Nota. — Les traits épais indiquent les droites représentatives dans l'intervalle 2.000° — 3.000° K. Les traits fins indiquent leur prolongement et permettent la comparaison avec les points exacts extrêmes correspondant à l'intervalle 1.500° — 3.500° K.

Remarque. — Le tableau VII montre que, pour les gaz diatomiques, la valeur de φ_A a pu être prise uniformément égale à 6,75. Il y a là une source de simplifications supplémentaires dans la suite des calculs.

A noter que l'énergie interne est, en fait, différente pour chacun des gaz diatomiques puisque les valeurs de φ_A sont différentes pour chacun d'eux.

33. Calcul de la température théorique de combustion fictive T_F en combustion moléculaire à volume constant.

L'effet thermique de la combustion à volume constant amène la mole de gaz brûlés à la température T_F que nous nous proposons de déterminer.

Rappelons, que, conformément à la terminologie définie au § 16, celle-ci est la

température théorique de combustion fictive, ce qui suppose toutes les molécules constitutives des gaz brûlés stables à la température T_F .

L'apport d'énergie, au moment de la combustion dans un moteur, est de deux ordres :

1° L'énergie Q_F précédemment définie au § 5, équation (13).

2° L'énergie Q_P provenant d'apports extérieurs dus essentiellement à : α) le préchauffage de l'air de combustion avant ou après son admission ;

β) la compression préalable (taux de compression volumétrique r du moteur).

Si Q_1 est la quantité de chaleur — due aux apports extérieurs ainsi définis —, rapportée à une mole de combustible, on a :

$$Q_P = \frac{Q_1}{\mathcal{N}} \quad (48)$$

L'égalité (48) définit l'apport d'énergie extérieure par mole de gaz brûlés lors de la combustion moléculaire.

L'énergie totale mise en jeu lors de cette combustion est donc :

$$Q_T = Q_F + Q_P \quad (49)$$

La composition de la mole de gaz brûlés en combustion moléculaire est — voir (12), § 3 :

$$\left\{ \begin{array}{ll} a_{CO_2} & \text{de } CO_2 \\ a_{H_2O} & \text{de } H_2O \\ 1 - (a_{CO_2} + a_{H_2O}) & \text{de } N_2 \end{array} \right.$$

Si T_F est la température théorique de combustion fictive correspondante, l'on voit immédiatement, par application de la relation (44), qu'elle satisfait à l'égalité

$$Q_F + Q_P = a_{CO_2}(q_{CO_2})_{T_F} + a_{H_2O}(q_{H_2O})_{T_F} + (1 - a_{CO_2} - a_{H_2O})(q_{N_2})_{T_F} \quad (50)$$

où $(q_{CO_2})_{T_F}$, $(q_{H_2O})_{T_F}$ et $(q_{N_2})_{T_F}$ sont les énergies internes des constituants des gaz brûlés à la température T_F °K.

D'après l'équation (46) du § 33 :

$$\begin{aligned} (q_{CO_2})_{T_F} &= \varphi_{CO_2} T_F + \rho_{CO_2} \\ (q_{H_2O})_{T_F} &= \varphi_{H_2O} T_F + \rho_{H_2O} \\ (q_N)_{T_F} &= \varphi_{N_2} T_F + \rho_{N_2} \end{aligned}$$

Ces valeurs, portées dans l'équation (50), donnent une équation du 1^{er} degré en T_F qui, résolue, donne :

$$T_F = \frac{Q_F + Q_P - [a_{CO_2}(\rho_{CO_2} - \rho_{N_2}) + a_{H_2O}(\rho_{H_2O} - \rho_{N_2}) + \rho_{N_2}]}{a_{CO_2}(\varphi_{CO_2} - \varphi_{N_2}) + a_{H_2O}(\varphi_{H_2O} - \varphi_{N_2}) + \varphi_{N_2}} \quad (51)$$

En remplaçant les φ_A et les ρ_A par leurs valeurs numériques prises au tableau VII, on a finalement :

$$T_F = \frac{Q_F + Q_P + 10^3(3,3 a_{CO_2} + 3,8 a_{H_2O} + 3,4)}{5,9 a_{CO_2} + 3,8 a_{H_2O} + 6,75} \quad (52)$$

Équation donnant la valeur cherchée de T_F pour tout carbure d'hydrogène¹.

Ce calcul se fait donc rapidement, à partir des données élémentaires et supprime les méthodes d'approximation successives inhérentes aux procédés classiques.

La température T_F , ainsi calculée, constitue une *donnée secondaire* pour l'étude de la combustion effective à laquelle tendent tous ces calculs préliminaires.

Remarque — Si, dans l'égalité (52), $Q_P = 0$: on a la valeur de la température théorique de combustion fictive, à volume constant, pour gaz et air froids, à la pression initiale de 1 atmosphère.

34. Calcul de T_F , à volume constant, pour un mécanisme de combustion quelconque. — Formule générale.

Le calcul qui vient d'être exposé en détail pour la mole de gaz brûlés en combustion parfaite et en mélange théorique, s'effectue d'une manière identique pour la mole de gaz brûlés en combustion quelconque et en mélange quelconque :

La composition générale de la mole de gaz brûlés est d'après (27) du § 19 :

$\mu a_{CO_2}(1 - k_{CO_2})$	de CO^2
$\mu a_{CO_2} k_{CO_2}$	de CO
$\mu a_{H_2O}(1 - k_{H_2O})$	de H^2O
$\mu a_{H_2O} k_{H_2O}$	de H^2
$\mu a O^2$	de O^2
$\mu a N^2$	de N^2

De plus, l'énergie totale mise en jeu est, ici :

$$Q'_T = Q'_F + Q'_P$$

Le calcul identique au précédent donne une équation linéaire en T_F dont la résolution conduit, tous calculs faits, à :

$$T_F = \frac{Q'_F + Q'_P - \mu a_{CO_2}(\rho_{CO_2} - \rho_{N_2}) - \mu a_{H_2O}(\rho_{H_2O} - \rho_{N_2}) - \mu a_{O_2}(\rho_{O_2} - \rho_{N_2}) \dots \dots \dots}{\mu a_{CO_2}(\varphi_{CO_2} - \varphi_{N_2}) - \mu a_{H_2O}(\varphi_{H_2O} - \varphi_{N_2}) + \mu a_{O_2}(\varphi_{O_2} - \varphi_{N_2}) + \varphi_{N_2} \dots \dots \dots}$$

$$\dots \dots \dots \frac{-\rho_{N_2} + \mu a_{CO_2} k_{CO_2}(\rho_{CO_2} - \rho_{CO}) + \mu a_{H_2O} k_{H_2O}(\rho_{H_2O} - \rho_{H_2})}{-\mu a_{CO_2} k_{CO_2}(\varphi_{CO_2} - \varphi_{CO}) - \mu a_{H_2O} k_{H_2O}(\varphi_{H_2O} - \varphi_{H_2})}$$

1. Dans le cas de la combustion à *pression constante* l'équation (52) devient

$$T_F = \frac{Q_F + Q_P + 10^3(3,3 a_{CO_2} + 3,8 a_{H_2O} + 4)}{5,9 a_{CO_2} + 3,8 a_{H_2O} + 8,75} \quad (52 \text{ bis})$$

dans laquelle le dénominateur se simplifie puisque, d'après la remarque faite au § 33, concernant le tableau VII :

$$\begin{aligned}\varphi_{O_2} - \varphi_{N_2} &= 0 \\ \varphi_{CO_2} - \varphi_{N_2} &= \varphi_{CO_2} - \varphi_{CO} \\ \varphi_{H_2O} - \varphi_{N_2} &= \varphi_{H_2O} - \varphi_{H_2}\end{aligned}$$

Les calculs numériques effectués après simplifications et en utilisant les valeurs des φ_A et ρ_A tirées du tableau VII conduisent à l'égalité :

$$T_F = \frac{Q'_F + Q'_P + 10^3 [3,3 \mu_{aCO_2} + 3,8 \mu_{aH_2O} + 3,4 - 0,7 \mu_{aO_2} - 3,5 \mu_{aCO_2} k_{CO_2} - 3,9 \mu_{aCO_2} (1 - k_{CO_2}) + 3,8 \mu_{aH_2O} (1 - k_{H_2O}) + 6,75 - 3,05 \mu_{aH_2O} k_{H_2O}]}{(53)}$$

Cette égalité est applicable aux mélanges riches et également aux mélanges pauvres ; dans ce dernier cas :

$$k_{CO_2} = k_{H_2O} = 0$$

35. Calculs de Q'_F et de Q'_P en fonction de Q_F et de Q_P .

Nous n'avons donné aucune précision sur Q'_F et Q'_P en établissant la valeur de T_F donnée par la relation (53). Or, seuls Q_F et Q_P peuvent être déterminés ; nous avons vu de quelle manière au § 5 pour Q_F ; nous verrons aux deux paragraphes suivants le mode de détermination de Q_P .

De toute façon, pour que leurs valeurs soient connues, il faut que Q'_F et Q'_P soient exprimés en fonction de Q_F et de Q_P .

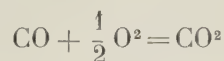
a) *Calcul de Q'_F .*

$$\text{Par définition } Q'_F = \frac{Q'}{\mathcal{N}'}$$

La valeur de Q' est donnée par :

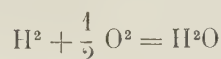
$$Q' = Q - n k_{CO_2} Q_{CO} - \frac{m}{2} k_{H_2O} Q_{H_2}$$

où Q_{CO} est la chaleur de réaction de



c'est-à-dire $Q_{CO} = 68000$ cal. gr.

et Q_{H_2} est la chaleur de réaction de



c'est-à-dire $Q_{H_2} = 58000$ cal. g.

Ainsi :

$$Q'_F = \frac{Q}{\mathcal{N}'} - \frac{n k_{CO_2}}{\mathcal{N}'} Q_{CO} - \frac{n/2 k_{H_2O}}{\mathcal{N}'} Q_{H_2}$$

or

$$\frac{Q}{\partial \mathcal{N}'} = \frac{Q}{\partial \mathcal{N}} \frac{\partial \mathcal{N}}{\partial \mathcal{N}'} \mu Q_F$$

$$\frac{n k_{\text{CO}_2}}{\partial \mathcal{N}'} = \mu a_{\text{CO}_2} k_{\text{CO}_2}$$

$$\frac{m/2 k_{\text{H}_2\text{O}}}{\partial \mathcal{N}'} = \mu a_{\text{H}_2\text{O}} k_{\text{H}_2\text{O}}$$

Il en résulte que :

$$Q'_F = \mu Q_F - 10^3 (68 \mu a_{\text{CO}_2} k_{\text{CO}_2} + 58 \mu a_{\text{H}_2\text{O}} k_{\text{H}_2\text{O}})$$

b) *Calcul de Q'_P.*

Par définition $Q'_P = \frac{Q'_1}{\partial \mathcal{N}'}$

Or :

$$Q'_1 = \frac{Q_1}{k \Theta_C}$$

De telle sorte que :

$$Q'_P = \mu \frac{Q_P}{k \Theta_C}$$

Remarque. — Dans ce calcul de Q'_P nous n'avons considéré que le volume d'air de combustion mis en jeu. Nous négligeons donc le volume de combustible gazeux corres-

pondant. Ceci revient à négliger 1 devant $\frac{5 \left(n + \frac{m}{4} \right)}{k \Theta_C}$.

36. Valeur de T_F pour un mécanisme de combustion quelconque. — Formules numériques.

En remplaçant Q'_F et Q'_P par leurs valeurs déterminées ci-dessus dans la relation (53), on obtient finalement :

$$T_F = \frac{\mu \left(Q_F + \frac{Q_P}{k \Theta_C} \right) + 10^3 [3,3 \mu a_{\text{CO}_2} + 3,8 \mu a_{\text{H}_2\text{O}} + 3,4 - 0,7 \mu a_{\text{O}_2} - 71,5 \mu a_{\text{CO}_2} k_{\text{CO}_2} - 61,05 \mu a_{\text{H}_2\text{O}} k_{\text{H}_2\text{O}}]}{5,9 \mu a_{\text{CO}_2} (1 - k_{\text{CO}_2}) + 3,8 \mu a_{\text{H}_2\text{O}} (1 - k_{\text{H}_2\text{O}}) + 6,75} \quad (54)$$

expression qui donne la valeur de T_F dans le cas des *mélanges riches*.

Si l'on fait $k_{\text{CO}_2} = k_{\text{H}_2\text{O}} = 0$ dans l'égalité (54), on trouve

$$T_F = \frac{\mu \left(Q_F + \frac{Q_P}{k \Theta_C} \right) + 10^3 [3,3 \mu a_{\text{CO}_2} + 3,8 \mu a_{\text{H}_2\text{O}} + 3,4 - 0,7 \mu a_{\text{O}_2}]}{5,9 \mu a_{\text{CO}_2} + 3,8 \mu a_{\text{H}_2\text{O}} + 6,75} \quad (55)$$

qui donne la valeur de T_F dans le cas des *mélanges pauvres*.

En définitive, le calcul d'une température de combustion fictive, pour un mécanisme de combustion quelconque se fait à partir des caractéristiques physiques du combustible étudié (a_{CO_2} , a_{H_2O} et Q_F) et uniquement par l'intermédiaire du facteur correctif de concentration et de k et de Θ_C , en ce qui concerne Q_P .

37. Calcul de la température initiale du mélange air-combustible.

La valeur de Q_P dépend de la température initiale du gaz, au moment de l'allumage, dans la chambre de combustion.

Nous allons indiquer le mode de détermination de cette température initiale T_i qui, pour un préchauffage donné, dépend essentiellement des taux de compression préalable, que nous désignerons par r .

Si P_o et T_o sont la pression et la température du mélange gazeux, avant compression, la température initiale, après compression, et au moment de l'allumage est T_i telle que .

$$\frac{T_i}{T_o} = r^{\gamma-1} \quad (56)$$

où γ est le rapport $\frac{C}{c}$ des chaleurs spécifiques du mélange gazeux.

L'équation (56) donne la valeur de T_i en supposant un remplissage parfait de la chambre de combustion.

Si nous voulons tenir compte de ce que le remplissage de la cylindrée n'est pas total : appelons m la masse d'air la remplissant théoriquement dans les conditions P_o , T_o et m' la masse d'air réellement introduite dans le moteur et posons

$$\frac{m'}{m} = p \quad (57)$$

Le coefficient p est appelé le coefficient de remplissage du moteur.

L'équation (56) est alors à remplacer par :

$$\frac{T_i}{T_o} = p r^{\gamma-1} \quad (58)$$

L'équation (58) permet de déterminer la valeur de T_i en supposant la précompression adiabatique, ce qui ne constitue pas une source d'erreur appréciable, dont la correction est d'ailleurs donnée plus loin (voir § 40).

La figure 4 donne un diagramme permettant la détermination graphique et rapide de T_i pour une température de préchauffage T_o et un taux de remplissage p donnés ¹ et pour différents taux de compression volumétrique.

1. Pour les calculs, nous avons pris $\gamma = 1,375$; cette valeur est celle indiquée par M. AUBERT (« Les combustibles liquides » Paris, 1925).

38. Calcul de Q_P .

La détermination de T_i permet le calcul de Q_P , apport d'énergie extérieure, lors de la combustion fictive parfaite en mélange théorique.

Étant donné l'importance relative du volume d'air mis en jeu par rapport au volume de combustible gazeux correspondant on ne tient compte que de l'apport de chaleur dû à l'air de combustion (voir remarque en fin du § 36).

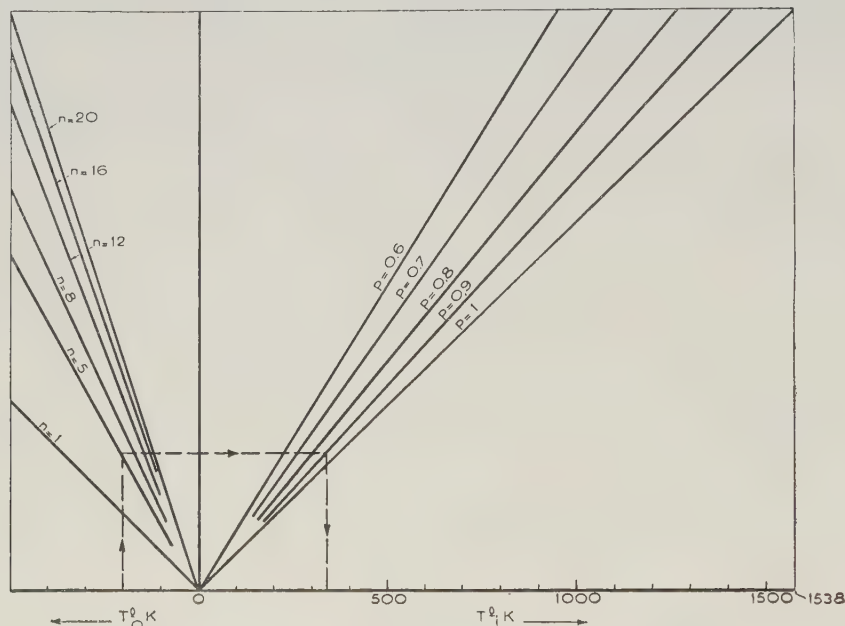


FIG. 4. — Nota. Le trait interrompu et les flèches indiquent le mode d'utilisation du diagramme.

La quantité d'air intéressée est, pour une mole de gaz brûlés

$$\frac{5}{4} (1 - a)$$

se décomposant en $\frac{1}{4} (1 - a)$ d'oxygène et $(1 - a)$ d'azote, d'après l'égalité (11) du § 3.

Pour une température initiale T_i , l'on a :

$$Q_P = \frac{1}{4} (1 - a) (q_{O_2})_{T_i} + (1 - a) (q_{N_2})_{T_i} \quad (59)$$

où $(q_{O_2})_{T_i}$ et $(q_{N_2})_{T_i}$ sont les énergies externes respectives de l'oxygène et de l'azote, à la température T_i K.

L'égalité (59) permet l'établissement d'un diagramme donnant une détermination graphique rapide de Q_P , en fonction de T_i , pour un combustible donné, en prenant les valeurs de (q_{O_2}) et de (q_{N_2}) dans des tables existantes [13].

En vue de nos calculs numériques, nous avons établi le diagramme correspondant à l'essence moyenne, c'est-à-dire pour lequel :

$$1 - a = 0,75$$

Ce diagramme est publié à la figure 5

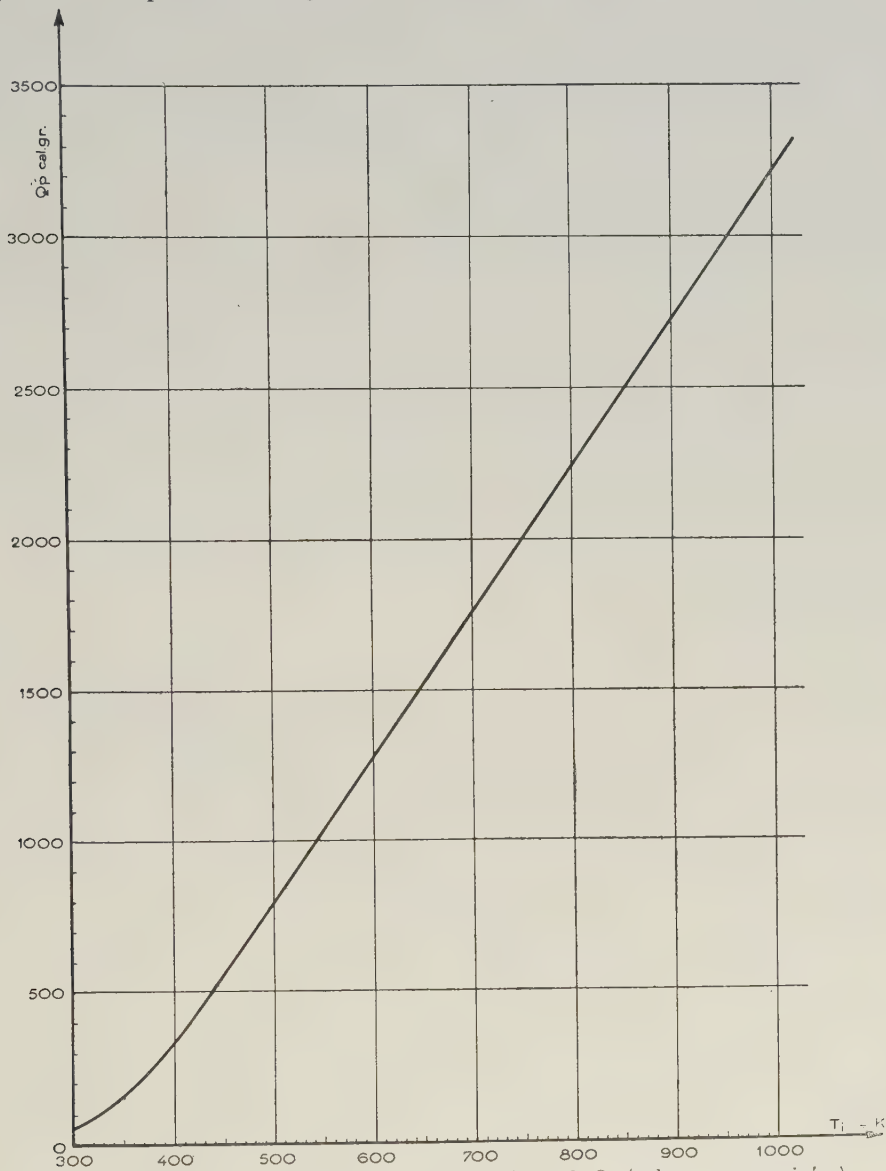


FIG. 5. — Diagramme de détermination des valeurs de Q_p (valeurs non corrigées).

Il y aura lieu de déduire de l'apport de chaleur Q_p , ainsi calculé, la quantité de chaleur absorbée par la vaporisation de combustible pendant la compression. Ce calcul s'effectue comme suit :

1° On admet le combustible uniformément réparti à l'état de gouttelettes dans l'air, soit $\frac{1}{5 \left(n + \frac{m}{4} \right)}$ fraction de mole par mole d'air.

2° On multiplie cette concentration par la valeur $\mathcal{L}$ de la chaleur latente moléculaire du combustible étudié.

3° On soustrait de la valeur de Q_p précédemment obtenue la quantité de chaleur ainsi calculée, ce qui donne, finalement, la valeur Q_p corrigée.

39. Correction due à la non-adiabaticité de la combustion dans un moteur.

Pendant la compression d'abord, pendant la combustion ensuite, les parois de la chambre de combustion et le piston d'un moteur ne constituent pas un ensemble isolé par rapport à l'extérieur, du point de vue thermique.

La périodicité des combustions d'une part, la quantité d'énergie mise en jeu par unité de volume d'autre part, ont pour conséquence que le flux de chaleur allant de l'intérieur vers l'extérieur est soumis à une loi complexe et d'une intensité importante par rapport à la quantité d'énergie totale.

La combustion, dans un moteur, ne peut donc être considérée comme adiabatique ; la compression préalable non plus.

Il en résulte que l'énergie effectivement mise en jeu lors d'une combustion fictive quelconque n'est pas exactement

$$\mu \left(Q_F + \frac{Q_P}{k\Theta_c} \right)$$

comme indiqué aux expressions (54) et (55) donnant la valeur de T_F , mais seulement une fraction de celle-ci.

Des méthodes de calcul théorique ont été proposées par MM. NIZOLLE, VERNOTTE et VÉRON, en particulier, pour la détermination de la perte de chaleur par les parois de moteurs.

Un examen de ces méthodes montre que, dans le cas particulier et dans l'esprit du présent travail, les calculs que nécessiterait l'application de l'une ou de l'autre de ces méthodes seraient trop compliqués pour la précision relative qui en résulterait. Dans ces conditions, nous nous sommes bornés à utiliser uniquement l'ordre de grandeur des pertes par les parois évalué d'après ces études et confirmé par des essais pratiques.

Pour les calculs qui vont suivre, les pertes dues à la transmission de chaleur par les parois, *au moment de la combustion*, ont été évaluées à 10 % de la quantité totale d'énergie mise en jeu ¹. De sorte que, pour les calculs numériques effectués au paragraphe suivant, il a été admis une énergie effectivement utilisée de

1. Comme déjà vu, dans notre travail nous n'envisagerons que la combustion avant le début du temps moteur. Les pertes thermiques pendant celui-ci n'interviennent donc pas dans notre évaluation.

$$0,9 \mu \left(Q_F + \frac{Q_P}{k \Theta_c} \right)$$

dans les expressions (54) et (55) donnant la valeur de T_F .

Si cette manière de faire n'est pas satisfaisante en toute rigueur, elle permet de serrer l'expérimentation d'assez près pour que les résultats obtenus correspondent à la réalité des faits.

De toute façon, comme aucune méthode actuelle de calcul de transmission de chaleur ne peut amener à des résultats numériques sans mettre en œuvre des approximations sensibles, cette manière de faire nous a paru parfaitement légitime.

40. Calcul des températures théoriques de combustion fictive à volume constant pour le mélange initial riche ($k = 1, 2$) avec l'essence moyenne.

L'égalité (54) du § 37, la discussion générale des mécanismes de combustion possibles du § 27 et les données du tableau III, enfin la connaissance de Q_P nous permettent de calculer tous les T_F possibles pour une combustion quelconque et par conséquent de réaliser l'étude générale de la combustion fictive, objet de ce chapitre.

Ainsi qu'il a été indiqué en cours d'exposé, nous allons effectuer une application numérique relative à l'essence moyenne, tout d'abord pour le mélange riche, $k = 1, 2$.

Les calculs n'offrent aucune difficulté et ne nécessitent aucun commentaire particulier. Les résultats obtenus sont publiés au tableau VIII.

Il nous suffira de mentionner que ces calculs ont été effectués pour différents taux de compression volumétrique préalable, jusqu'à $r = 20$, pour permettre les interpolations nécessaires et englober tous les cas possibles.

Uniformément, les gaz ont été supposés admis dans la chambre de combustion à une température de 75°C , immédiatement avant la compression préalable.

Les calculs des valeurs de Q_P ont été effectués en supposant une perte de 10 % pour non-adiabaticité de la compression et un taux de remplissage $p = 0,9$.

Pour Q_F , nous avons également admis une perte de 10 % comme vu au § 39.

La figure 6 donne une représentation graphique des résultats de calcul du tableau VIII :

L'on voit sur cette figure que chaque polygone ABCDEF comporte les températures T_F possibles pour des Θ_A variant entre les limites extrêmes correspondant à une valeur donnée de Θ_c . Nous avons figuré les polygones correspondant à chacune des valeurs particulières de Θ_c ayant servi à effectuer les calculs du tableau VIII.

Pour en terminer, nous ferons la remarque suivante : le graphique de la figure 6 a été tracé en fonction de l'indice de combustion $\mathcal{J}$ tel que

$$\mathcal{J} = \frac{5 - \Theta_A}{4 k \Theta_c}$$

Ce qui permet de suivre la combustion en fonction d'un nombre caractéristique simple et de définition précise.

TABLEAU VIII

Θ_c		0,372			0,500			0,600			0,800		
Θ_A		0,298	0,372	0,446 à 1	0,400	0,500	0,600 à 1	0,480	0,600	0,720 à 1	0,640	0,800	0,960 à 1
$\mathcal{I}$		2,635	2,594	2,552 à 2,25	1,916	1,875	1,833 à 1,667	1,569	1,528	1,486 à 1,390	1,435	1,093	1,052 à 1,042
$T_F^\circ K$	$n=1$	1020	1288	1551	1181	1528	1869	1298	1709	2100	1523	2038	2529
	$n=5$	1170	1436	1697	1327	1672	2014	1441	1850	2238	1660	2172	2660
	$n=8$	1248	1514	1773	1403	1747	2090	1514	1923	2310	1731	2242	2729
	$n=12$	1326	1590	1850	1479	1822	2166	1590	1996	2382	1802	2311	2797
	$n=16$	1384	1648	1907	1535	1878	2222	1645	2051	2437	1856	2363	2849
	$n=20$	1436	1698	1957	1586	1928	2272	1695	2100	2484	1903	2410	2894
Θ_c		0,833			0,900			0,950			1		
Θ_A		0,667	0,833	1	0,720	0,900	1	0,760	0,950	1	0,800	0,900	1
$\mathcal{I}$		1,083	1,041	1	0,991	0,949	0,926	0,930	0,888	0,877	0,875	0,854	0,833
$T_F^\circ K$	$n=1$	1562	2085	2596	1626	2186	2492	1678	2265	2446	1724	2118	2337
	$n=5$	1698	2218	2726	1760	2317	2621	1810	2394	2545	1855	2251	2465
	$n=8$	1768	2287	2794	1830	2385	2688	1880	2462	2612	1923	2320	2532
	$n=12$	1839	2356	2862	1899	2454	2756	1949	2530	2679	1991	2389	2601
	$n=16$	1892	2408	2912	1952	2504	2806	2000	2580	2729	2044	2441	2649
	$n=20$	1939	2454	2958	1998	2550	2852	2047	2618	2774	2088	2487	2693

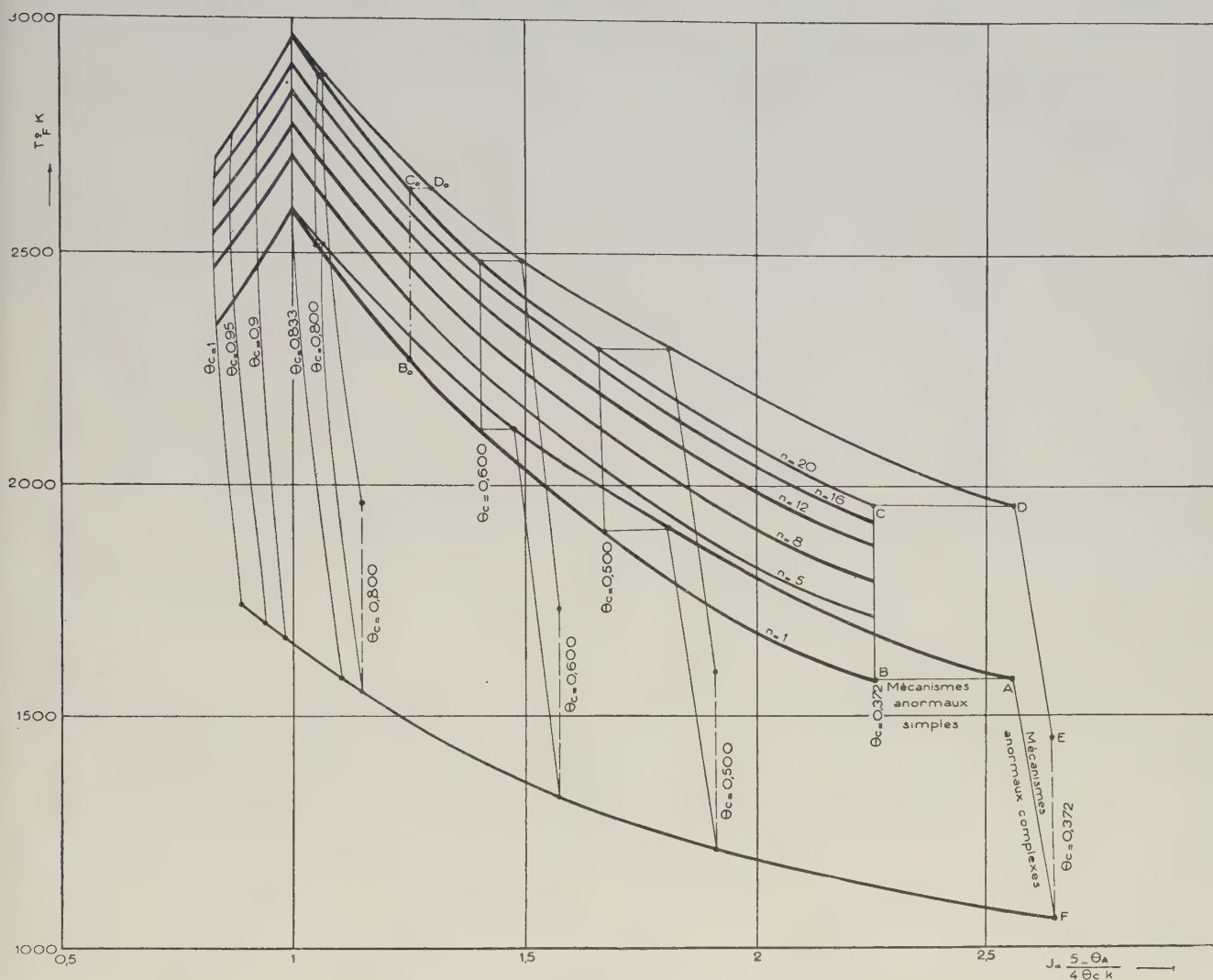


FIG. 6. — Essence moyenne; mélange initial $k = 1,2$.
 Températures fictives possibles (pour différents taux de compression).
 Température d'entrée des gaz : 75°C .
 Pertes par non-adiabatisme : 10% . Coefficient de remplissage $p = 0,9$.

Les valeurs relatives de $\mathcal{T}$, Θ_A , Θ_c et k ne peuvent naturellement être prises au hasard, étant liées par la relation ci-dessus.

Afin de faciliter tous les cas d'étude possibles d'une combustion, nous avons également donné (figure 7) un diagramme permettant la détermination rapide de J , Θ_A ou Θ_c quand l'un des trois nombres est fixé, pour la valeur de $k = 1, 2$. De plus ce graphique permet la détermination immédiate :

- de la valeur minimum de Θ_A pour un Θ_c donné.
- des valeurs extrêmes de $\mathcal{T}$, pour un Θ_c donné, pour les limites de Θ_A correspondantes.

Ce dernier diagramme (figure 7) constitue une annexe indispensable pour la lecture complète du diagramme de la figure 6 pour l'étude des combustions fictives.

Ce diagramme, relatif à l'essence moyenne, donne des résultats très suffisamment approchés pour l'étude préliminaire d'une essence quelconque courante, pour le mélange initial $k = 1, 2$. Il donne ainsi une première idée de toutes les températures fictives réalisables dans un moteur, alimenté en mélange riche, dans des conditions sensiblement pratiques de pertes thermiques et de remplissage.

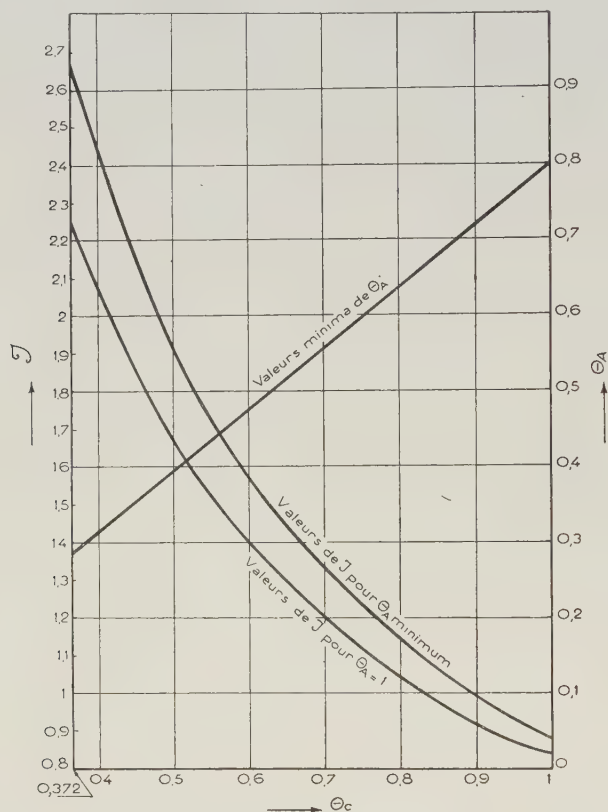


FIG. 7. — Essence moyenne — mélange initiale riche $k=1,2$. — Valeurs simultanées de $\mathcal{J}$, Θ_A et Θ_C .

Les taux de compression volumétrique ont été admis jusqu'à $r = 20$ pour permettre une étude des conséquences du phénomène de la chasse préalable.

41. Calcul des températures théoriques de combustion fictive, à volume constant, pour le mélange initial pauvre ($k = 0, 8$), avec l'essence moyenne.

De même que les calculs ont été effectués pour le mélange riche type, au paragraphe précédent, nous avons effectué les calculs des T_F possibles, avec l'essence moyenne, pour le mélange pauvre type $k = 0, 8$.

Les résultats de cette deuxième application numérique sont publiés au tableau IX.

TABLEAU IX

Θ_c		0,557			0,700			0,800		
Θ_A		0,298	0,372	0,446 à 1	0,373	0,466	0,560 à 1	0,426	0,533	0,640 à 1
$\mathcal{J}$		2,635	2,594	2,552 à 2,25	2,065	2,025	1,982 à 1,787	1,786	1,744	1,703 à 1,561
$T_F \text{ } ^\circ K$	$n = 1$	1020	1288	1551	1138	1456	1791	1221	1588	1948
	$n = 5$	1170	1436	1697	1285	1601	1934	1365	1730	2088
	$n = 8$	1248	1514	1773	1362	1676	2009	1441	1804	2162
	$n = 12$	1326	1590	1850	1439	1751	2083	1515	1878	2235
	$n = 16$	1384	1648	1907	1496	1808	2139	1572	1934	2290
	$n = 20$	1436	1698	1957	1548	1858	2189	1622	1983	2339
Θ_c		0,900			1					
Θ_A		0,480	0,600	0,720 à 1	0,533	0,667	0,800 à 1			
$\mathcal{J}$		1,569	1528	1486 à 1390	1,395	1,353	1,312 à 1,250			
$T_F \text{ } ^\circ K$	$n = 1$	1298	1709	2100	1373	1797	2250			
	$n = 5$	1441	1850	2238	1513	1935	2386			
	$n = 8$	1514	1923	2310	1580	2007	2456			
	$n = 12$	1590	1996	2382	1651	2079	2527			
	$n = 16$	1645	2051	2437	1703	2133	2580			
	$n = 20$	1695	2100	2484	1751	2181	2627			

Les calculs ont été effectués avec les données établies précédemment et de la même façon que pour le mélange riche :

Les taux de compression volumétrique préalable sont les mêmes, jusqu'à $r = 20$, les gaz ont été supposés admis à 75°C , immédiatement avant compression, les calculs de Q_P sont effectués pour un taux de remplissage $p = 0,9$, les pertes thermiques pour Q_P et Q_F sont admises égales à 10% .

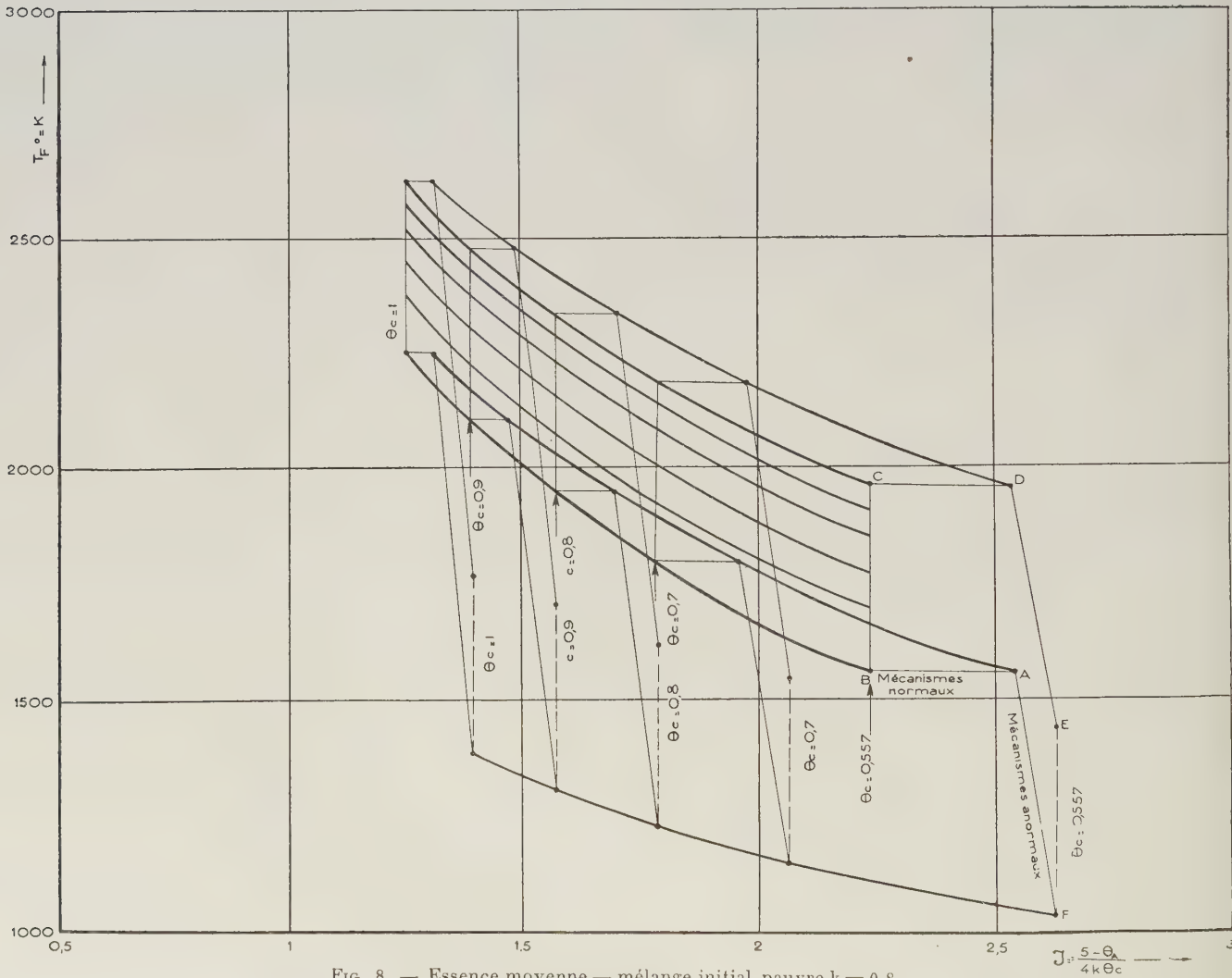


FIG. 8. — Essence moyenne — mélange initial pauvre $k = 0,8$.
Températures fictives possibles (pour différents taux de compression).
Température d'entrée des gaz : 75°C — pertes par non-adiabatisation : 10% . Coefficient de remplissage $p = 0,9$.

La figure 8 donne une représentation graphique des résultats du tableau IX. Comme pour la figure 6, le polygone ABCDEF comporte les T_F possibles pour des valeurs de θ^A variant entre les limites extrêmes de ce paramètre, pour une valeur donnée de θ_C .

La représentation graphique est également tracée en fonction de l'*indice de combustion* ; elle comporte donc un graphique annexe (figure 9), analogue à la figure 7, annexe du graphique de la figure 6 ; ce dernier graphique s'utilise exactement comme celui de la figure 7.

Ce diagramme de la figure 8 permet une étude préliminaire d'une essence quelconque courante, pour le mélange initial $k = 0,8$. Il donne donc une première idée de toutes les températures fictives possibles dans un moteur alimenté en mélange pauvre et dans des conditions sensiblement pratiques de pertes thermiques et de remplissage.

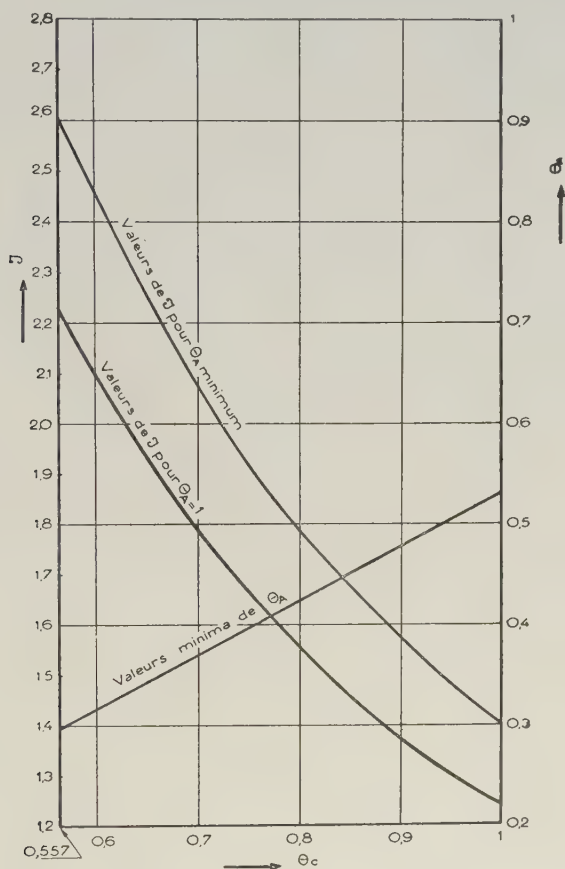


FIG. 9. — Essence moyenne — mélange initial pour $k = 0,8$. — Valeurs simultanées de J , Θ_A et Θ_C .

Remarque. — Le graphique de la figure 8 se superpose exactement à celui de la figure 6 (sur ce dernier, nous avons indiqué la limite $B_0 C_0 D_0$ du premier). A l'occasion de la représentation des variations de μ (figures 1 et 2) nous avons déjà constaté que le diagramme de la combustion en mélange pauvre $k = 0,8$ est une partie du diagramme de la combustion en mélange riche, $k = 1,2$.

42. Justification théorique de l'hypothèse simplificatrice, $k_{H_2O} = 0$.

Conformément à ce qui a été dit au § 17 a, tous les calculs numériques qui précèdent ont été faits en supposant

$$k_{H_2O} = 0$$

ce qui revient à supposer tous les imbrûlés sous forme de CO.

Il nous est possible maintenant de donner la justification de cette hypothèse par un calcul effectué numériquement pour l'essence moyenne :

Considérons un mélange initial $k = 1,2$ et supposons, par exemple, $\Theta_C = 0,600$. Nous avons trouvé que pour

$$\Theta_A = 0,600 \text{ et } r = 5$$

$$T_F = 1.850^\circ \text{ K}$$

(D'après le tableau VIII, en supposant $k_{H_2O} = 0$).

Rappelons que, d'après l'équation (18) du § 17 a, k_{CO_2} et k_{H_2O} sont liés par une relation qui est, dans le cas présent :

$$k_{CO_2} + k_{H_2O} = 0,500$$

a) Si nous refaisons le calcul de T_F , en supposant $k_{H_2O} = 0,5$, c'est-à-dire $k_{CO_2} = 0$, nous trouvons tous calculs faits

$$T_F = 1.843^\circ \text{ K}$$

b) Si nous refaisons le calcul de T_F en supposant $k_{CO_2} = k_{H_2O} = 0,25$, nous trouvons, tous calculs faits

$$T_F = 1.845^\circ \text{ K}$$

Tout autre exemple numérique montrerait, comme le précédent, que c'est le pourcentage total d'imbrûlés qui importe, mais que les pourcentages partiels sur les atomes de carbone et d'hydrogène n'influent pas sensiblement.

43. Influence des gaz résiduaire sur la combustion dans les moteurs.

Nous nous sommes efforcés de faire intervenir, lors de nos calculs théoriques, les facteurs correspondant aux conditions réelles de marche des moteurs : richesse du mélange, combustion imparfaite, remplissage partiel de la cylindrée, taux de compression volumétrique préalable, etc.

Pour être complet, il nous faut également tenir compte de l'influence des gaz inertes résiduaire. Nous avons réservé l'étude de ce facteur pour les raisons suivantes :

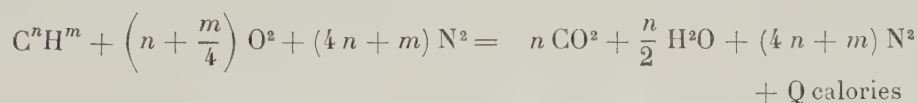
Les facteurs étudiés précédemment influent d'une manière comparable sur tous les moteurs quels qu'ils soient ; l'on peut estimer, pour chacun d'eux, leurs valeurs moyennes et évaluer leurs ordres de grandeur.

Tout au contraire, l'influence des gaz résiduels dépend des types de moteur et de leur vitesse de fonctionnement : pour un moteur à régime lent (1.500 t/min), ou pour tel autre moteur muni d'un artifice de balayage, l'on pourra considérer l'influence des gaz résiduels comme nulle ; pour un moteur à régime rapide (4.500 t/min) ou pour tel moteur surcomprimé, l'on sera au contraire dans l'obligation de tenir compte de cette influence.

Nous avons donc jugé préférable de traiter à part l'étude de l'influence des gaz résiduels sur la combustion dans les moteurs, en lui réservant ce paragraphe spécial, ne constituant d'ailleurs qu'un exposé de principe de la question.

Supposons que seule une fraction f de la cylindrée totale soit disponible pour le remplissage en gaz frais ; ceci revient à dire qu'un pourcentage $(1 - f)$ de cette cylindrée est occupée par les gaz résiduels.

Supposons d'autre part, pour simplifier l'exposé, que l'on réalise, dans le moteur, le mécanisme de combustion moléculaire :



Il est évident qu'après la 1^{re} combustion, les gaz résiduels seront :

$$(1 - f) \left[n \text{CO}_2 + \frac{m}{2} \text{H}_2\text{O} + (4n + m) \text{N}_2 \right]$$

Il est également évident que, dès la deuxième combustion, le mécanisme de combustion correspond à la réaction ¹.

$$\begin{aligned} f \left[\text{C}^n\text{H}^m + \left(n + \frac{m}{4}\right) \text{O}_2 + (4n + m) \text{N}_2 \right] + (1 - f) \left[n \text{CO}_2 + \frac{m}{2} \text{H}_2\text{O} + (4n + m) \text{N}_2 \right] \\ = n \text{CO}_2 + \frac{m}{2} \text{H}_2\text{O} + (4n + m) \text{N}_2 + f \cdot \text{Q calories} \end{aligned}$$

Cette dernière équation de réaction met en évidence que, lorsqu'il y a des gaz résiduels :

a) La composition des gaz de combustion reste la même.

b) L'énergie mise en jeu n'est plus que $f \cdot \text{Q calories}$ au lieu de Q calories .

Ce raisonnement et les conclusions correspondantes sont identiques si l'on étudie un mécanisme de combustion quelconque ².

Il est, dès lors, très facile de voir que, dans les expressions (54) et (55) du § 36 donnant les valeurs de T_F , il n'y a de changement que pour le terme $\mu \left(Q_F + \frac{Q_P}{k \Theta_c} \right)$ qui est à remplacer par le terme

1. Nous supposons le mélange de gaz frais parfaitement homogène.

2. Ceci n'est vrai qu'en 1^{re} approximation : il y aurait lieu, lors d'une étude plus complète de la question d'examiner l'influence des gaz inertes résiduels sur les valeurs mêmes de Θ_c et de Θ_A . Cette étude théorique complète nécessiterait des études expérimentales préalables.

$$f \mu \left(Q_F + \frac{Q_P}{k \Theta_c} \right)$$

L'on voit ainsi quelle est l'influence *déficitaire* des gaz résiduaux sur la combustion.

Ils ont, par contre, une action *bénéficiaire* sur celle-ci : en effet, leur température est T_e (température d'échappement) ; ils réalisent donc un apport de chaleur supplémentaire Q''_P , facile à évaluer et dont la valeur pour le mécanisme de combustion moléculaire, est :

$$Q''_P = a_{CO_2} (q_{CO_2})_{T_e} + a_{H_2O} (q_{H_2O})_{T_e} + (1 - a) (q_{N_2})_{T_e}$$

En sorte, qu'en définitive, dans le cas où il y a des gaz résiduaux en pourcentage $(1 - f)$ dans les expressions (54) et (55) du § 36 donnant les valeurs de T_F , il faut remplacer le terme $\mu \left(Q_F + \frac{Q}{k Q_c} \right)$ par le terme

$$f \mu \left(Q_F + \frac{Q_P}{k \Theta_c} \right) + (1 - f) Q''_P$$

Dans ces formules, la valeur de Q''_P est calculée pour le mécanisme étudié, en tenant compte de la composition de la mole de gaz brûlés correspondante.

Ce terme est à affecter, lors des calculs numériques, du facteur correctif 0,9 pour tenir compte de la non-adiabaticité de la combustion.

Pour étudier numériquement, dans un cas concret, l'influence des gaz résiduaux, il suffit de connaître les valeurs de f et de T_e .

CHAPITRE III

ÉTUDE DE LA COMBUSTION EFFECTIVE

Ainsi qu'il a été vu dans les chapitres précédents, *la combustion fictive*, que nous venons d'étudier, est un *phénomène limite* ; il n'a de sens physique que dans deux éventualités : ou bien T_F ne dépasse pas des valeurs de l'ordre de 1.500° à 1.800° K ; ou bien, T_F atteignant des valeurs élevées, la pression de combustion est elle-même très élevée (de l'ordre de quelques centaines de kg/cm^2). Dans les deux cas, les phénomènes de dissociations sont pratiquement négligeables — tout au moins en première approximation — et la température maximum effectivement atteinte est sensiblement T_F .

Dans le cas des moteurs, les températures fictives sont, couramment, de l'ordre de 2.500° K, comme le montre l'étude du chapitre précédent ; les pressions sont de l'ordre de 15 à 40 kg/cm^2 : les températures sont trop élevées d'une part, et les pressions exercées trop faibles d'autre part, pour que les phénomènes de dissociations puissent être considérés comme négligeables, pour les conditions courantes de fonctionnement. D'où la nécessité de compléter l'étude du chapitre précédent en étudiant et en déterminant la *température effective* résultant des phénomènes de dissociations.

C'est l'objet du présent chapitre (Parties A — B — C). — La méthode de calcul que nous y décrivons a, de plus, comme caractéristique, de déterminer la chute de température ΔT , résultant de l'absorption d'énergie par les dissociations, par rapport à la température T_F , initialement calculée. Ainsi, la température T_C cherchée est telle que

$$T_C = T_F - \Delta T$$

Dans la partie D de ce chapitre, nous exposons la méthode de calcul permettant de calculer T_C pour les combustions à volume approximativement constant et pour les régimes intermédiaires.

Enfin, la température T_C ainsi obtenue ayant une réelle valeur technique, nous appliquons — dans la partie E — la connaissance de celle-ci à une méthode d'étude systématique de la combustion par l'établissement des « diagrammes des températures possibles dans un moteur ». C'est l'*étude de la combustion en régime normal*.

Pour terminer, nous donnons une théorie de la formation des points chauds qui est une application immédiate des études exposées dans ce chapitre.

44. Les équilibres chimiques.

A partir d'une certaine température, les molécules de CO^2 et H^2O sont dissociées. Si la température T_F est supérieure à celle-ci, l'équilibre thermo-chimique ne peut être atteint ; il y a un équilibre thermo-dynamique entre les molécules CO^2 et H^2O et leurs produits de dissociations. Ce phénomène absorbe de la chaleur et la température T_C , *température théorique de combustion effective*, qui en résulte, est inférieure à T_F .

Dans les gaz de combustion, outre les constituants mentionnés au chapitre précédent, se trouvent également ceux résultant de ces dissociations et en équilibre avec les premiers.

A noter le caractère exact de cet équilibre : dire, par exemple, qu'il y a équilibre entre le CO^2 et ses produits de dissociations CO et O^2 , ne veut nullement dire qu'à partir de ce moment le nombre des molécules CO^2 , CO et O^2 est immuable. Tout au contraire, il y a continuellement des molécules CO^2 qui se dissocient en CO et O^2 et des molécules de CO et O^2 qui s'unissent pour donner des molécules de CO^2 ; lorsqu'il y a équilibre, la vitesse de réaction dans un sens est égale à celle en sens inverse ; comme il se forme, dans l'unité de temps, autant de molécules qu'il s'en dissocie, il y a *équilibre statistique*. Telle est la signification rigoureuse de la *loi de GULDBERG et WAAG* sur laquelle est fondée la théorie des équilibres chimiques.

Les équilibres ainsi définis absorbent, en général, une partie de l'énergie totale mise en jeu, lors de la combustion. La combustion effective ne libère donc, sous forme thermique qu'une partie de celle-ci seulement. C'est cette partie de l'énergie mise en jeu, libérée sous forme thermique, qui donne lieu finalement à la température théorique de combustion effective T_C ; celle-ci est réalisée, dans les flammes, lorsqu'elles sont obtenues au cours de combustions adiabatiques et sans pertes. C'est le cas, déjà signalé, de la pointe du cône bleu à l'intérieur d'une *flamme de bec MÉKER* ; la mesure optique des températures, par la *méthode FÉRY*, a permis de contrôler le fait.

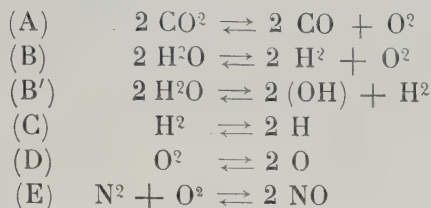
45. Les dissociations existant dans les gaz de combustion.

Les travaux classiques de SAINTE-CLAIRE DEVILLE, de NERNST et de ses élèves ont définitivement établi l'importance des dissociations de CO^2 en CO et O^2 et de H^2O en H^2 et O^2 , lors de la combustion.

Les spectroscopistes ont mis en évidence un autre mécanisme de dissociation de H^2O en OH et H^2 , ayant lieu simultanément avec l'équilibre classique de H^2O , précité.

Ils ont également mis en évidence les dissociations des molécules H^2 et O^2 en atomes. Enfin un équilibre supplémentaire est à considérer : celui de N^2 en présence de O^2 , qui donne lieu à la formation de NO .

Ainsi, la température de combustion effective dépend des équilibres ci-dessous :



Ces équilibres ont lieu simultanément et, en toute rigueur, il faut tenir compte de leurs influences réciproques.

Dans ce qui suit, nous procéderons à l'étude des équilibres simultanés (A), (B), (B'), (C) et (D), laissant à part l'équilibre (E) pour les motifs suivants :

Il a lieu sans variation de volume et n'influe, pour la concentration en O^2 , que sur les équilibres (A), (B) et (D); cette influence ne peut d'ailleurs être sensible que dans le cas des grands excès d'air; même dans ce cas, l'équilibre (E) n'agit au point de vue énergétique que faiblement par rapport aux autres équilibres comme le montre le tableau des réactions ci-dessous :

Équilibre (A)	$Q_{(\text{CO})} = 68.000$	cal. g. par mole CO^2 dissociée		
— (B)	$Q_{(\text{H}^2)} = 58.000$		— H^2O —	
— (B')	$Q_{(\text{OH})} = 64.000$		— H^2O —	
— (C)	$Q_{(\text{H})} = 100.700$		— H^2 —	
— (D)	$Q_{(\text{O})} = 117.400$		— O^2 —	
— (E)	$Q_{(\text{NO})} = 21.600$		— NO —	

(60)

Il résulte de ce qui précède que le terme correctif dû à l'équilibre (E) peut être considéré séparément et traité éventuellement comme une retouche aux calculs effectués par les 5 premiers équilibres traités simultanément.

46. Énergies absorbées par les équilibres simultanés.

Des données thermo-chimiques (60) du paragraphe précédent, l'on déduit immédiatement les quantités d'énergie absorbées, à une température T, par les réactions d'équilibre, en faisant intervenir les énergies internes de leurs différents constituants :

$$\begin{aligned}
 \text{Équilibre (A)} \quad & (Q_A)_T = Q_{(\text{CO})} - (q_{\text{CO}^2})_T + (q_{\text{CO}})_T + \frac{1}{2} (q_{\text{O}^2})_T \\
 \text{— (B)} \quad & (Q_B)_T = Q_{(\text{H}^2)} - (q_{\text{H}^2\text{O}})_T + (q_{\text{H}^2})_T + \frac{1}{2} (q_{\text{O}^2})_T \\
 \text{— (B')} \quad & (Q_{B'})_T = Q_{(\text{OH})} - (q_{\text{H}^2\text{O}})_T + (q_{\text{OH}})_T + \frac{1}{2} (q_{\text{H}^2})_T \\
 \text{— (C)} \quad & (Q_C)_T = Q_{(\text{H})} - (q_{\text{H}^2})_T + 2 (q_{\text{H}})_T \\
 \text{— (D)} \quad & (Q_D)_T = Q_{(\text{O})} - (q_{\text{O}^2})_T + 2 (q_{\text{O}})_T
 \end{aligned}$$

(61)

Nous publions au tableau X les valeurs de $(Q_A)_T$, $(Q_B)_T$, $(Q_{B'})_T$, $(Q_C)_T$ et $(Q_D)_T$ en calories-grammes pour les températures de 2 000° à 3 000° K.

TABLEAU X

T° K	(Q_A)	(Q_B)	$(Q_{B'})$	(Q_C)	(Q_D)
2000	64950	58800	64275	101600	116840
2100	64725	58755	64217	101542	116742
2200	64475	58710	64159	101494	116644
2300	64230	58665	64101	101446	116546
2400	64070	58620	64043	101398	116448
2500	63765	58575	63985	101350	116350
2600	63520	58520	63923	101290	116280
2700	63250	58469	63861	101230	116200
2800	62975	58416	63799	101170	116100
2900	62700	58360	63775	101110	116000
3000	62600	58300	63737	101000	115920
Dissociations	$\text{CO}^2 \rightarrow \text{CO} + \frac{1}{2} \text{O}^2$	$\text{H}^2\text{O} \rightarrow \text{H}^2 + \frac{1}{2} \text{O}^2$	$\text{H}^2\text{O} \rightarrow \text{OH} + \frac{1}{2} \text{H}^2$	$\text{H}^2 \rightarrow 2 \text{H}$	$\text{O}^2 \rightarrow 2\text{O}$

47. La méthode du ΔT pour l'étude de la combustion effective.

Ainsi que nous l'avons vu dans le chapitre précédent, dans l'intervalle 1500°-3500° K, la température T_F satisfait à une équation de forme générale :

$$Q'_T = \Phi_A T_F + P_A \quad (62)$$

dans laquelle, pour le cas général :

$$\Phi_A = 5,9 \mu a_{\text{CO}_2} (1 - k_{\text{CO}_2}) + 3,8 \mu a_{\text{H}_2\text{O}} (1 - k_{\text{H}_2\text{O}}) + 6,75$$

$$P_A = 10^3 (3,5 \mu a_{\text{CO}_2} k_{\text{CO}_2} + 3,05 \mu a_{\text{H}_2\text{O}} k_{\text{H}_2\text{O}} + 0,7 \mu a_{\text{O}_2} - 3,3 \mu a_{\text{CO}_2} - 3,8 \mu a_{\text{H}_2\text{O}} - 3,4)$$

$$Q'_T = Q'_F + Q'_P$$

$$Q'_F = \mu Q_F - (68 \mu a_{\text{CO}_2} k_{\text{CO}_2} + 58 \mu a_{\text{H}_2\text{O}} k_{\text{H}_2\text{O}}) \times 10^3$$

$$Q'_P = \mu \frac{Q_P}{k\Theta_c}$$

Ceci revient à dire que le diagramme (Q, T) de LE CHATELIER, pour la combustion fictive est une droite $M_1 N_1$, dans l'intervalle de température considéré, d'après la figure 10

Soit A, le point de la droite M_1, N_1 , correspondant à Q'_T et à T_F .

En combustion effective, la quantité d'énergie réellement utilisée lors de la combustion est Q'_C , telle que :

$$Q'_C = Q'_T - \Delta Q$$

Le point représentatif B est sur la courbe $M_2 N_2$, qui n'est plus linéaire, et qui représente le diagramme (Q_1, T) de la combustion effective. D'où la température T_C correspondante.

ΔQ est la quantité de chaleur absorbée lors des dissociations par les équilibres étudiés aux § 45 et § 46. En outre :

$$\Delta T = T_F - T_C \quad (63)$$

D'autre part, dans le triangle A B C

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta Q}{\Delta T}$$

d'où :

$$\Delta T = \frac{\Delta Q}{\Phi_A} \quad (64)$$

puisque $\Phi_A = \operatorname{tg} \alpha$ d'après l'égalité (62)

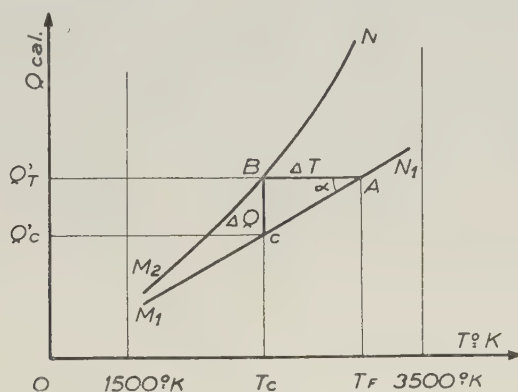


FIG. 10.

Φ_A et T_F étant connus, il suffit de déterminer ΔQ pour calculer T_C .

On voit donc de quelle manière l'étude préliminaire de la combustion fictive permet d'utiliser T_F comme donnée secondaire pour l'étude de la combustion effective et la détermination de T_C .

La suite de ce travail est fondée sur ce mode de calcul [14].

B. — ÉTUDE DE LA COMBUSTION EFFECTIVE POUR LE MÉCANISME DE COMBUSTION MOLÉCULAIRE.

48. Composition de la mole de gaz brûlés, en combustion moléculaire.

Le plan d'étude de la composition effective est le même que celui adopté pour l'étude de la combustion fictive :

1° étude du mécanisme de combustion moléculaire ;

2° étude du mécanisme de combustion quelconque ramené au cas précédent.

En combustion fictive, la mole de gaz brûlés a pour composition :

$$1 \text{ mole} = \begin{cases} a_{\text{CO}_2} & \text{de CO}_2 \\ a_{\text{H}_2\text{O}} & \text{de H}_2\text{O} \\ 1 - (a_{\text{CO}_2} + a_{\text{H}_2\text{O}}) & \text{de N}_2 \end{cases}$$

Par suite des dissociations, cette mole devient $(1 + \varepsilon)$ mole (toutes les dissociations ayant lieu avec augmentation de volume) et la composition du mélange est d'après les équilibres (A), (B), (B'), (C) (D) :

$$(1 + \varepsilon) \text{ mole} = \begin{cases} x_{\text{CO}_2} & \text{de CO}_2 \\ y & \text{de CO} \\ z & \text{de O}_2 \\ x_{\text{H}_2\text{O}} & \text{de H}_2\text{O} \\ s & \text{de (OH)} \\ t & \text{de H}^2 \\ u & \text{de H} \\ v & \text{de O} \\ 1 - (a_{\text{CO}_2} + a_{\text{H}_2\text{O}}) & \text{de N}_2 \end{cases} \quad (65)$$

Comme les nombres d'atomes de C, H et O sont évidemment les mêmes avant et après dissociations, on en déduit :

$$x_{\text{CO}_2} = a_{\text{CO}_2} - y \quad (66)$$

$$x_{\text{H}_2\text{O}} = a_{\text{H}_2\text{O}} - \left(t + \frac{s+u}{2} \right) \quad (67)$$

$$z = \frac{1}{2} \left(y + t - \frac{s+u}{2} - v \right) \quad (68)$$

Ces trois dernières équations permettent de calculer ε :

$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left(y + t + \frac{s+u}{2} + u + v \right) \quad (69)$$

Dans ces conditions, la composition d'une mole de gaz brûlés, en combustion effective, est la suivante :

1. A noter que même lorsqu'on introduit l'équilibre $\text{N}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2\text{NO}$, la valeur de ε , calculée ci-dessus, ne change pas, puisque cet équilibre a lieu sans variation de volume.

$$1 \text{ mole} = \left\{ \begin{array}{ll} \frac{a_{\text{CO}_2} - y}{1 + \varepsilon} \dots\dots\dots & \text{de } \text{CO}^2 \\ \frac{y}{1 + \varepsilon} \dots\dots\dots & \text{de } \text{CO} \\ \frac{1}{2} \frac{y + t - \frac{s+u}{2} - v}{1 + \varepsilon} \dots\dots\dots & \text{de } \text{O}^2 \\ \frac{a_{\text{H}_2\text{O}} - \left(t + \frac{s+u}{2}\right)}{1 + \varepsilon} \dots\dots\dots & \text{de } \text{H}^2\text{O} \\ \frac{s}{1 + \varepsilon} \dots\dots\dots & \text{de } (\text{OH}) \\ \frac{t}{1 + \varepsilon} \dots\dots\dots & \text{de } \text{H}^2 \\ \frac{u}{1 + \varepsilon} \dots\dots\dots & \text{de } \text{H} \\ \frac{v}{1 + \varepsilon} \dots\dots\dots & \text{de } \text{O} \\ \frac{1 - (a_{\text{CO}_2} + a_{\text{H}_2\text{O}})}{1 + \varepsilon} \dots\dots\dots & \text{de } \text{N}^2 \end{array} \right. \quad (70)$$

Les titres des constituants de la mole de gaz brûlés en combustion effective sont donc déterminés en fonction de y, t, s, u et v .

Il résulte de ce qui précède que la combustion fictive d'une mole de combustible donnant $\mathcal{N}$ moles de gaz de combustion, la combustion effective en donne en réalité $\mathcal{N}_c$ tel que

$$\mathcal{N}_c = (1 + \varepsilon) \mathcal{N}$$

49. Calculs énergétiques. Détermination de ΔT en combustion moléculaire.

La quantité d'énergie mise en jeu lors de la combustion moléculaire est Q_T , par mole de gaz brûlés, telle que :

$$Q_T = Q_F + Q_P$$

En combustion effective, Q_T se décompose en deux termes :

a) Q_C , quantité d'énergie réellement utilisée sous forme thermique lors de la combustion.

b) Q_D , quantité d'énergie absorbée par les dissociations

$$Q_T = Q_C + Q_D$$

De sorte qu'en combustion effective, l'énergie mise en jeu par mole de gaz brûlés est :

$$\frac{Q_T}{1 + \varepsilon} = \frac{Q_C}{1 + \varepsilon} + \frac{Q_D}{1 + \varepsilon} \quad (71)$$

En faisant intervenir les énergies internes, comme indiqué au § 30 et en tenant compte des équations (61) du § 46, il est facile de calculer les 2 termes du second membre de l'équation (71), en désignant par T_C la température théorique de combustion effective.

1° Calcul de Q_C .

$$Q_C = (a_{CO_2} - y) (q_{CO_2})_{T_C} + \left[a_{H_2O} - \left(t + \frac{s+u}{2} \right) \right] (q_{H_2O})_{T_C} + y (q_{CO})_{T_C} + s (q_{OH})_{T_C} \\ + t (q_{H_2})_{T_C} + \frac{1}{2} \left(y + t - \frac{s-u}{2} - v \right) (q_{O_2})_{T_C} + u (q_H)_{T_C} + v (q_O)_{T_C} \\ + [1 - (a_{CO_2} + a_{H_2O})] (q_{N_2})_{T_C} \quad (72)$$

2° Calcul de Q_D .

$$Q_D = y Q_{(CO)} + \left(t - \frac{s-u}{2} \right) Q_{(H_2)} + s Q_{(OH)} + \frac{u}{2} Q_{(H)} + \frac{v}{2} Q_{(O)} \quad (73)$$

où $Q_{(CO)} + Q_{(H_2)}, \dots$ ont les significations et valeurs précisées à (60) du § 45.

Pour Q_C , comme pour Q_D , le facteur $\frac{1}{1+\varepsilon}$ a disparu, étant à la fois dans chaque membre des relations (72) et (73).

Si, dans l'équation (71), on remplace Q_T par sa valeur calculée au § 33 — équation (50) — et Q_C et Q_D par leurs valeurs respectives des relations (72) et (73), on obtient l'équation :

$$a_{CO_2} [(q_{CO_2})_{T_F} - (q_{CO_2})_{T_C}] + a_{H_2O} [(q_{H_2O})_{T_F} - (q_{H_2O})_{T_C}] \\ + [1 - (a_{CO_2} + a_{H_2O})] [(q_{N_2})_{T_F} - (q_{N_2})_{T_C}] \\ = y (Q_A)_{T_C} + \left(t - \frac{s-u}{2} \right) (Q_B)_{T_C} + s (Q_{B'})_{T_C} + \frac{u}{2} (Q_C)_{T_C} + \frac{v}{2} (Q_D)_{T_C}$$

dans laquelle $(Q_A)_{T_C}, (Q_B)_{T_C}, \dots$ du deuxième membre ont les significations et valeurs précisées à (61) du § 46.

De plus, d'après ce qui a été exposé au § 32 — équation (46) — :

$$(q_{CO_2})_{T_F} - (q_{CO_2})_{T_C} = \varphi_{CO_2} (T_F - T_C) = \Delta T \cdot \varphi_{CO_2} \\ (q_{H_2O})_{T_F} - (q_{H_2O})_{T_C} = \varphi_{H_2O} (T_F - T_C) = \Delta T \cdot \varphi_{H_2O} \\ (q_{N_2})_{T_F} - (q_{N_2})_{T_C} = \varphi_{N_2} (T_F - T_C) = \Delta T \cdot \varphi_{N_2}$$

De sorte que l'équation (74) donne en définitive :

$$\Delta T = \frac{y (Q_A)_T + \left(t - \frac{s-u}{2} \right) (Q_B)_{T_C} + s (Q_{B'})_T + \frac{u}{2} (Q_C)_{T_C} + \frac{v}{2} (Q_D)_{T_C}}{a_{CO_2} (\varphi_{CO_2} - \varphi_{N_2}) + a_{H_2O} (\varphi_{H_2O} - \varphi_{N_2}) + \varphi_{N_2}} \quad (75)$$

L'équation (75) est bien, comme prévu, de la forme

$$\Delta T = \frac{\Delta Q}{\Phi_A}$$

et le calcul se trouve vérifié par ce fait. L'on a de plus :

$$\Delta Q = y (Q_A)_{T_C} + \left(t - \frac{s-u}{2} \right) (Q_B)_{T_C} + s (Q_{B'})_{T_C} + \frac{u}{2} (Q_C)_{T_C} + \frac{v}{2} (Q_D)_{T_C} \quad (76)$$

Pour donner à l'équation (75) sa forme numérique définitive, il est nécessaire de remarquer que les valeurs de Q_A , Q_B , $Q_{B'}$, Q_C , et Q_D , publiées au tableau X du § 46, varient peu avec la température entre 2000° et 3000° K : la variation de Q_A , qui est la plus importante, entraîne, lors des calculs numériques, une variation totale de 3° pour l'intervalle de température considéré. Il en résulte qu'il n'est pas nécessaire, de faire varier ces quantités et qu'il suffit de prendre leurs valeurs moyennes :

$$\begin{array}{lll} Q_A = 63.800 \text{ cal. g.} & Q_{B'} = 64.000 \text{ cal. g.} & Q_D = 116.300 \text{ cal. g.} \\ Q_B = 58.550 \text{ —} & Q_C = 101.300 \text{ —} & \end{array}$$

Dans ces conditions, l'expression numérique de ΔT , est en définitive :

$$\Delta T = 10^3 \times 34,775 \times \frac{1,835 y + 1,685 t + s + 2,285 u + 1,673 v}{5,9 a_{CO_2} + 3,8 a_{H_2O} + 6,75} \quad (77)$$

Il ressort de ces calculs que l'expression de ΔQ , beaucoup plus simple que celle de Q'_C , permettra de faciliter les calculs numériques, lors de l'étude des cas concrets.

50. Calculs thermodynamiques. Principes des calculs d'équilibres.

Pour que les titres des constituants de la mole de gaz brûlés, composition (70), soient connus, il faut déterminer les valeurs de y , t , s , u et v . Ceci se fait en utilisant les équations d'équilibres des 5 dissociations considérées au § 45, tableau X.

Les calculs sont effectués en appliquant les principes généraux exposés par MONTAGNE [12]. Nous nous servons également dans nos calculs des valeurs des constantes d'équilibres déterminées par lui.

Comme nous l'avons déjà fait remarquer (voir § 3), les titres des constituants d'une mole de gaz brûlés sont les « concentrations relatives » de MONTAGNE : nous utiliserons donc les constantes d'équilibres désignées par le symbole K_a par cet auteur. Rappelons que ces constantes K_a sont liées aux constantes K_p (constantes d'équilibre à pression totale constante)¹ normalement calculées et publiées, par la relation :

$$K_a = \frac{K_p}{P_c^\xi} \quad (78)$$

où P_c est la pression finale correspondant à la température T_C , à laquelle a lieu l'équilibre considéré.

ξ est le « coefficient de contraction » pour un équilibre donné, c'est-à-dire la différence

1. K_p ne dépend que de la température. A une même température, K_p a la même valeur à pression ou à volume constant.

positive du nombre des molécules dans les deux membres de la réaction chimique de dissociation.

Pour les 5 équilibres étudiés, $\xi = 1$

A noter que, pour l'équilibre (E) que nous ne faisons pas intervenir (voir § 45), l'on aurait $\xi = 0$. Dans ce cas l'équation (78) se réduirait à $K_a = K_p$.

Pour étudier la combustion à pression constante, il suffit de donner à P_C la valeur choisie, d'où la valeur de K_a correspondante.

Dans le cas de la combustion à volume constant, qui nous intéresse, P_C est fonction de T_C . Il faut donc exprimer P_C en fonction de la température T_C pour effectuer les calculs.

51. Calculs thermodynamiques. Notations spéciales.

a) Soit V la cylindrée totale, le piston étant au point mort bas (PMB).

Nous prendrons $V = 22,4$ litres (cylindrée moléculaire).

b) r est le taux de compression volumétrique préalable. $\frac{V}{r}$ est le volume correspondant à la position du piston au point mort haut (PMH).

c) Pour la combustion moléculaire, en appliquant les relations (2) et (3) du § 3, l'on voit que, en introduisant $1 + 5 \left(n + \frac{m}{4} \right)$ molécules, la combustion donne $5n + 3 \frac{m}{2}$ molécules. Le rapport

$$\lambda_0 = \frac{5n + 3 \frac{m}{2}}{1 + 5 \left(n + \frac{m}{4} \right)} \quad (79)$$

définit, pour un combustible donné, la *dilatation*¹ due à la combustion et permet de déterminer la pression exacte du mélange final, en fonction de la pression du mélange initial.

d) Comme au § 37, nous supposons que les conditions initiales du remplissage sont P'_0 et T_0 . De sorte que, p étant le coefficient de remplissage :

$$P'_0 = p \cdot P_0 \quad \text{et} \quad P_0 V = R T_0$$

1. On distingue couramment les réactions de combustion avec dilatation ou avec compression (compte non tenu des phénomènes de dissociations). Les valeurs de $\mathcal{N}$ et de $\mathcal{M}$ des relations (2) et (3) montrent que, pour les carbures d'hydrogène utilisés dans les moteurs, la combustion a toujours lieu avec dilatation. On a, en effet, pour tous les combustibles courants

$$1 + \mathcal{N} < \mathcal{M}$$

Car cette inégalité nécessite $m \geq 4$, tous calculs faits. Or, les combustibles liquides courants ont des constitutions chimiques telles que les molécules comportent un nombre d'atomes de carbone nettement supérieur à 4.

e) P_i et T_i sont respectivement la pression et la température initiales au moment de l'allumage (Piston au PMH si l'avance est nulle)

P_C et T_C sont respectivement la pression et la température finales de la combustion effective.

52. Calculs thermodynamiques. Les gaz de combustion considérés comme gaz parfaits.

Dans les calculs nous considérons les gaz de combustion comme des gaz parfaits.

D'après les travaux de L. VERNIN [15], pour des combustions en vase clos sous des pressions de l'ordre de 1 000 kg/cm², la forme réduite de l'équation de VAN DER WAALS

$$P(V - \alpha_o) = RT \quad (80)$$

est encore très valable.

Dans cette expression, le covolume α_o est égal, pratiquement, au $\frac{1}{1\,000}$ du volume spécifique du gaz considéré. Dans notre cas, ce covolume est

$$\alpha_o = 0,8 \times 10^{-3}$$

Si nous comparons la pression P de la formule précédente à la pression P' que donne la formule des gaz parfaits

$$P'V = RT$$

nous voyons que

$$\frac{P'}{P} = \frac{v - \alpha}{V}$$

c'est-à-dire que

$$\frac{P'}{P} = 1 - 3,57 \times 10^{-5}$$

Erreur négligeable légitimant l'assimilation des gaz brûlés à des gaz parfaits, dans notre étude.

53. Calcul de P_C en fonction de T_C .

Dans les conditions initiales théoriques P_o et T_o , on aurait au remplissage :

$$P_o V = RT_o$$

et en fin de compression :

$$P_i \frac{V}{r} = RT_i$$

de telle sorte que

$$\frac{P_i}{P_o} = r \frac{T_i}{T_o}$$

ce qui donnerait en fin de combustion :

$$P_C \frac{V}{r} = \lambda_o R T_C (1 + \varepsilon)$$

et
$$\frac{P_C}{P_i} = \lambda_o (1 + \varepsilon) \frac{T_C}{T_i}$$

Or, les conditions initiales sont P'_o et T_o telles que

$$P'_o V = p R T_o$$

On a, en définitive, d'après l'égalité (58) du § 37

$$\frac{P_C}{P_i} = \lambda_o p (1 + \varepsilon) \frac{T_C}{T_i} \quad (81)$$

Ce qui donne

$$P_C = \lambda_o p r \frac{R}{V} T_C (1 + \varepsilon)$$

et comme $\frac{R}{V} = \frac{1}{273}$, l'on a en définitive :

$$P_C = \frac{\lambda_o p r}{273} T_C (1 + \varepsilon) \quad (82)$$

54. Les constantes d'équilibres.

Nous avons vu au § 50 que, pour tous les équilibres qui interviennent dans notre étude, $\xi = 1$.

L'équation (82) exprimant P_C en fonction de T_C nous permet de donner la forme générale des constantes K_a pour les 5 équilibres :

$$K_a = \frac{273 K_p}{T_C} \frac{1}{\lambda_o p r (1 + \varepsilon)} \quad (83)$$

Ces valeurs de K_a comportent deux facteurs distincts :

a) l'un $\frac{1}{\lambda_o p r (1 + \varepsilon)}$ qui dépend du combustible et du moteur étudiés, au facteur $\frac{1}{1 + \varepsilon}$ près ;

b) l'autre $K = \frac{273 K_p}{T_C}$ qui peut être calculé à l'avance et constituer des tables spéciales à utiliser lors des calculs.

K_1	pour l'équilibre (A)
K_2	— (B)
K_3	— (B')
K_4	— (C)
K_5	— (D)

Nous avons établi, pour chacun de ces équilibres, des tables donnant les valeurs de K_1 , K_2 , K_3 , K_4 et K_5 à toutes températures dans l'intervalle considéré et nous publions au tableau XI un extrait de celles-ci, donnant les logarithmes décimaux de chacune d'elles.

TABLEAU XI

Équilibres	(A)	(B)	(B')	(C)	(D)
T° K	log K_1	log K_2	log K_3	log K_4	log K_5
2000	—6,604	—7,894	—7,643	—6,452	—6,979
2100	—5,936	—7,319	—6,972	—5,619	—6,372
2200	—5,332	—6,731	—6,364	—5,138	—5,820
2300	—4,781	—6,241	—5,811	—4,694	—5,318
2400	—4,275	—5,785	—5,304	—4,290	—4,859
2500	—3,811	—5,366	—4,836	—3,917	—4,436
2600	—3,386	—4,981	—4,403	—3,575	—4,047
2700	—2,994	—4,624	—4,003	—3,259	—3,685
2800	—2,633	—4,293	—3,634	—2,964	—3,349
2900	—2,292	—3,984	—3,292	—2,688	—3,036
3000	—1,980	—3,696	—2,975	—2,431	—2,747

Dans la suite de l'exposé, nous ne considérerons plus que les constantes K_1 , K_2 , K_3 , K_4 et K_5 propres aux équilibres lors des combustions à volume constant.

55. Le système fondamental. Sa résolution générale.

En appliquant la loi d'action de masses aux 5 équilibres (A), (B), (B') (C) et (D), et en utilisant les titres et constantes précédemment définis, on obtient le système de 5 équations à 5 inconnues :

$$\begin{aligned}
 (84) \quad & \left\{ \begin{aligned}
 & \frac{1}{2} \frac{y^2 \left(y + t - \frac{s+u}{2} - v \right)}{(a_{CO_2} - y)^2} = \frac{K_1}{\lambda_0 p r} && \text{équilibre (A)} \\
 & \frac{1}{2} \frac{t^2 \left(y + t - \frac{s+u}{2} - v \right)}{\left[a_{H_2O} - \left(t + \frac{s+u}{2} \right) \right]^2} = \frac{K_2}{\lambda_0 p r} && \text{— (B)} \\
 & \frac{s^2 t}{\left[a_{H_2O} - \left(t + \frac{s+u}{2} \right) \right]^2} = \frac{K_3}{\lambda_0 p r} && \text{— (B')} \\
 & \frac{u^2}{t} = \frac{K_4}{\lambda_0 p r} && \text{— (C)} \\
 & \frac{2 v^2}{y + t - \frac{s+u}{2} - v} = \frac{K_5}{\lambda_0 p r} && \text{— (D)}
 \end{aligned} \right.
 \end{aligned}$$

Ce système (84) est le *système fondamental* pour l'étude de la combustion effective.

Remarques. — a) On constate que le facteur $(1 + \varepsilon)$ a disparu finalement, parce que, dans le cas de la combustion à volume constant, il apparaît une fois dans chaque membre de chacune des équations. Dans le cas de la combustion à pression constante, il subsisterait aux dénominateurs des premiers membres de chaque équation, puisqu'il n'apparaîtrait pas dans les constantes d'équilibres des seconds membres.

b) Le titre de chacun des constituants est porté dans chaque équation d'équilibre où il est présent : on tient compte ainsi des *influences réciproques* des différents équilibres simultanés.

En définitive, la température théorique de combustion effective T_C est obtenue de la façon suivante.

Ayant calculé initialement T_F , on détermine ΔT tel que les valeurs y, t, s, u et v satisfassent simultanément aux équations du système fondamental (84) et à l'équation (77).

Les valeurs des constituants x_{CO^2} , x_{H^2O} et z sont déterminées par les égalités (66), (67), (68) du § 48.

La valeur de ε est donnée par la relation (69) de ce même paragraphe.

Il reste à connaître les solutions du système fondamental (84).

Par ailleurs, ainsi qu'il sera montré plus loin, l'étude de la combustion effective nécessitera la résolution d'un système d'équations pour laquelle la connaissance de la solution du système fondamental est indispensable — d'où la qualification que nous lui avons donnée.

Nous avons donc résolu le système (84) pour des valeurs de a_{CO^2} variant de 0 à 0,25 et des valeurs de a_{H^2O} variant de 0 à 0,15, afin d'avoir, dans ces intervalles de variation, la possibilité d'étudier différents combustibles ou différents mécanismes de combustion.

De plus, les résolutions ont été effectuées pour des températures variant de 100° en 100° dans l'intervalle 2000°-3000° K.

Enfin, 3 cas ont été envisagés pour la valeur du produit

$$\Lambda = \lambda_0 p r$$

dont dépend la constante d'équilibre pour un cas concret (puisque, pour chaque équilibre, la constante est de la forme $\frac{K}{\lambda_0 p r}$). Nous avons fait les calculs pour :

$$\Lambda = 1, \quad \Lambda = 5 \quad \text{et} \quad \Lambda = 10$$

De cette façon, pour un combustible donné, donc pour a_{CO^2} et a_{H^2O} donnés, l'on peut déterminer, à une température $T^\circ K$ et pour un Λ donné, les valeurs de y, t, s, u , et v satisfaisant le système fondamental, par interpolations.

On en déduit la valeur de ΔT correspondante. Comme T_F a été calculé initialement, on voit si le ΔT calculé est égal à la différence entre les valeurs de T_F et la valeur de T , température à laquelle a été effectué le calcul.

S'il en est bien ainsi, cette température est la température effective cherchée T_C .

Sinon il faut recommencer l'opération à une autre température T' , choisie dans le sens convenable, d'après le 1^{er} résultat obtenu :

Si T est telle que $T_F - \Delta T < T$, il faut choisir $T' < T$.

Si T est telle que $T_F - \Delta T > T$, il faut choisir $T' > T$.

Aux tableaux XII/A, XII/B et XII/C sont publiées les solutions du système fondamental (84). Une interpolation dans chaque tableau, pour un a_{CO^2} donné, donne la solution pour le a_{H^2O} correspondant au combustible étudié. Une interpolation entre deux tableaux donne la solution pour la valeur de Λ correspondant au moteur étudié.

Les planches, I, II, III, IV et V donnent les diagrammes des valeurs de y , t , s , u et v d'après les tableaux XIII et permettent ces interpolations.

Ainsi, pour un combustible caractérisé par a_{CO^2} , a_{H^2O} et Q_F , nous pourrions calculer T_F en combustion moléculaire, et utilisant cette donnée, avec la solution du système (84), nous pourrions déterminer T_C , pour un coefficient de remplissage p et un taux de compression volumétrique préalable r et pour des pertes d'énergie uniformément estimées à 10 % de la quantité totale mise en jeu — par suite de la non-adiabaticité de la combustion.

Nota.

Pour résoudre le système fondamental, nous avons été amenés à utiliser des procédés de calculs par approximations successives. Nous n'avons pas jugé utile de publier le détail du mode de résolution utilisé ; il constitue un travail mathématique et numérique assez long, trop éloigné, dans sa substance, de notre travail proprement dit pour le bon exposé duquel, seule, la solution importe.

56. Influence de l'azote sur les équilibres chimiques. Dissociation de N^2 . — Équilibre du NO.

Dans ce qui précède nous n'avons considéré que les gaz de combustion *actifs* dont les éléments constitutifs sont le carbone, l'hydrogène et l'oxygène.

La combustion dans l'air a pour conséquence de mettre ces gaz de combustion *actifs* en présence d'un ballastre notable d'azote qu'il est courant de considérer comme un gaz *inerte* sans influence sur la combustion.

Nous allons examiner brièvement, dans ce paragraphe, l'exactitude de ce point de vue.

A. — DISSOCIATION DU N^2 .

Nous allons tout d'abord examiner s'il y a lieu de tenir compte de la dissociation de la molécule N^2 en atomes N. Étant donné le titre élevé en N^2 des gaz brûlés, il est utile d'envisager cette éventualité.

Comme les températures de combustion, dans les moteurs, sont de l'ordre de 2 500° K, l'étude de la dissociation de la molécule N^2 isolée à cette température donne une estimation *par excès* de l'influence du phénomène dans la mole de gaz brûlés.

TABLEAU XII A

$$\Lambda = \lambda_{op} r = 1$$

$T^{\circ} K$	$\frac{a_{CO_2}}{\partial u \partial v}$	$y \times 10^3$				$t \times 10^3$				$s \times 10^3$				$u \times 10^3$				$v \times 10^3$			
		0	0,05	0,45	0,25	0	0,05	0,45	0,25	0	0,05	0,45	0,25	0	0,05	0,45	0,25	0	0,05	0,45	0,25
2000	0		1,06	2,26	3,2																
	0,05		1,03	2,24	3,18	0,44	0,25	0,17	0,14	0,32	0,48	0,35	0,64	0,018	0,007	0,01	0,01				
	0,40		1,02	2,23	3,17	0,75	0,47	0,32	0,26	0,42	0,68	0,80	0,90	0,02		0,01	0,01	0,014			
	0,45		1,01	2,22	3,10	0,97	0,58	0,49	0,40	0,75	0,88	1,00	1,11	0,03	0,02	0,01	0,01				
2200	0		2,83	5,92	8,2																
	0,05		2,79	5,88	8,18	1,42	0,58	0,40	0,34	0,92	1,37	1,60	1,72	0,09	0,06	0,05	0,05	0,04	0,06	0,075	
	0,40		2,75	5,87	8,44	4,8	1,40	0,80	0,70	1,50	1,95	2,29	2,45	0,12	0,09	0,08	0,07	0,03	0,05	0,065	0,075
	0,45		2,72	5,78	8,41	2,38	1,60	1,19	1,01	1,99	2,47	2,83	3,00	0,13	0,11	0,09	0,09	0,03	0,05	0,07	0,08
2500	0		8,65	18,2	25,84													0,37	0,56	0,67	
	0,05		8,45	18,45	25,8	3,15	1,60	1,07	0,9	3,05	4,76	5,61	5,95	0,61	0,44	0,35	0,33	0,18	0,35	0,58	0,65
	0,40		8,42	18,08	25,7	5,25	3,11	2,42	1,73	4,90	6,36	7,81	8,45	0,75	0,63	0,54	0,46	0,22	0,36	0,57	0,65
	0,45		7,76	17,69	25,3	6,73	4,56	3,04	2,72	6,47	8,00	9,70	10,5	0,90	0,75	0,61	0,59	0,26	0,38	0,57	0,65
2800	0		17,80	40,19	58,40													1,90	2,86	3,40	
	0,05		17,76	40,13	58,22	6,61	3,36	2,23	1,84	7,20	10,65	13,07	14,33	2,70	1,90	1,56	1,42	0,88	1,82	2,72	3,31
	0,40		17,52	40,07	58,16	11,00	6,73	4,68	3,74	11,90	15,64	18,86	20,82	3,42	2,71	2,25	2,03	1,44	1,90	2,75	3,22
	0,45		17,09	39,4	57,38	11,73	10,01	7,13	5,91	15,74	19,55	23,47	25,75	4,00	3,28	2,78	2,55	1,30	1,94	2,76	3,27
3000	0		25,26	59,5	87,52													4,40	6,77	8,33	
	0,05		25,2	59,35	87,00	9,45	4,96	3,23	2,62	10,76	16,05	19,89	21,93	5,93	4,28	3,46	3,41	2,15	4,16	6,48	7,84
	0,40		25,1	59,25	86,33	16,00	10,24	6,70	5,75	18,4	23,97	29,76	32,4	7,70	6,13	5,40	4,56	2,73	4,42	6,59	8,00
	0,45		24,25	57,5	85,5	21,87	15,20	10,86	9,00	24,61	31,00	36,80	40,10	8,96	7,45	6,32	5,80	3,17	4,70	6,52	7,93

[illegible]

TABLEAU XII C

$$\Lambda = \lambda_0 p n = 10$$

T° K	$y \times 10^3$				$t \times 10^3$				$s \times 10^3$				$u \times 10^3$				$v \times 10^3$			
	0	0,05	0,15	0,25	0	0,05	0,15	0,25	0	0,05	0,15	0,25	0	0,05	0,15	0,25	0	0,05	0,15	0,25
2000																				
2200	0	1,31	2,8	3,94														0,01	0,016	0,017
	0,05	4,28	2,77	3,93	0,53	0,27	0,19	0,16	0,44	0,62	0,74	0,82	0,02	0,044	0,012	0,011	0,005	0,01	0,014	0,017
	0,10	4,27	2,76	3,92	0,84	0,52	0,37	0,32	0,71	0,89	1,06	1,15	0,025	0,019	0,016	0,015	0,006	0,01	0,016	0,017
	0,15	4,25	2,75	3,91	1,11	0,75	0,56	0,47	0,92	1,13	1,31	1,42	0,028	0,023	0,02	0,02	0,007	0,01	0,014	0,017
2500	0	4,47	8,87	12,44														0,08	0,12	0,14
	0,05	4,08	8,86	12,43	1,49	0,72	0,50	0,42	1,42	2,18	2,60	2,83	0,14	0,09	0,08	0,07	0,038	0,083	0,12	0,14
	0,10	4,07	8,85	12,42	2,45	1,44	1,00	0,86	2,34	3,10	3,72	4,01	0,17	0,13	0,11	0,10	0,054	0,08	0,12	0,14
	0,15	3,98	8,84	12,41	3,22	2,11	1,47	1,30	3,07	3,84	4,57	4,94	0,20	0,16	0,13	0,12	0,057	0,09	0,12	0,14
2800	0	9,66	24,00	29,5														0,44	0,64	0,76
	0,05	9,50	20,85	29,4	3,20	1,60	1,05	0,88	3,48	5,55	6,78	7,40	0,59	0,42	0,34	0,31	0,20	0,43	0,65	0,78
	0,10	9,44	20,85	29,35	5,54	9,19	2,21	1,84	5,87	7,90	9,52	10,40	0,78	0,59	0,49	0,45	0,25	0,44	0,64	0,76
	0,15	9,26	20,80	29,30	7,30	4,74	3,36	2,80	7,78	9,83	11,73	12,80	0,89	0,79	0,60	0,55	0,27	0,45	0,65	0,75
3000	0	14,5	33,00	46,45														1,06	1,60	1,90
	0,05	14,45	32,50	46,46	5,07	2,50	1,60	1,30	5,90	9,00	11,00	11,90	1,38	1,00	0,80	0,70	0,45	1,00	1,60	1,90
	0,10	14,40	32,00	46,30	8,60	5,00	3,40	2,90	9,60	13,00	15,70	17,10	1,80	1,35	1,10	1,00	0,61	1,06	1,60	1,90
	0,15	14,30	31,50	46,10	11,40	7,40	5,18	4,30	12,50	16,00	19,25	21,40	2,04	1,64	1,40	1,26	0,67	1,10	1,60	1,90

Le calcul à 2 500° K donne un ΔT de $7,5 \times 10^{-4}$ degré ; à 3 000° K on trouve, tous calculs faits, un ΔT de $2,4 \times 10^{-2}$ degré.

Ainsi, à l'échelle des températures possibles dans les moteurs, la dissociation de N^2 est parfaitement négligeable.

B. — ÉQUILIBRE DU NO.

De nombreux auteurs et expérimentateurs (Fischer et Max — Nernst — Berthelot — Häuser — Fourcroy, Séguin et Vauquelin — Cavendish — Bunzen, etc...) ont signalé que, lors des combustions dans l'air, il y a production de NO qui est d'ailleurs peroxydé ultérieurement.

La réaction d'équilibre correspondante est :



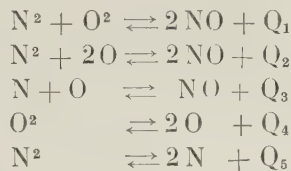
La formation du NO est d'autant plus notable que la pression est plus élevée.

Il apparaît donc, qu'il eût été plus rigoureux d'adjoindre cet équilibre aux cinq équilibres précédemment étudiés.

Pratiquement, nous avons jugé préférable, étant donnée la complexité du problème, de laisser de côté, tout au moins momentanément, ce sixième équilibre, pour les raisons suivantes.

Tout d'abord, eu égard aux concentrations d'oxygène libre dans les gaz de combustion de moteurs, ce sixième équilibre modifie très peu les résultats des calculs précédents et ceci d'autant plus que la chaleur de réaction correspondante est faible par rapport à celle des équilibres étudiés.

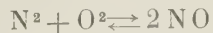
De plus, il semble qu'il règne une incertitude sur les réactions du N^2 sur O^2 . En effet, d'après LANGMUIR, il semble que l'on devrait, aux températures supérieures à 3.000° K, tenir compte de 5 équilibres.



Ceci revient à considérer simultanément, dans le cas des moteurs, les deux premiers et le 4° (d'ailleurs étudié par nous dans ce qui précède).

Pour être rigoureux il semble que c'est deux et non pas un seul équilibre supplémentaire qu'il conviendrait d'étudier.

Si nous considérons alors d'une part la précision de nos calculs, fonction de celle des valeurs numériques des chaleurs spécifiques et des constantes d'équilibres, d'autre part l'incertitude existante sur le mécanisme des réactions de N^2 et de O^2 , enfin les faibles concentrations en O^2 et les températures relativement peu élevées dans les moteurs, il nous a paru, en définitive, préférable de ne pas tenir compte de l'équilibre



Comme cette réaction a lieu sans variation de volume, l'étude de l'équilibre correspondant peut être effectuée séparément comme une retouche aux résultats du présent travail.

Cette petite correction pourrait donc être faite ultérieurement dans un travail séparé.

De toute façon nous avons montré, très sommairement, d'après ce qui précède que la qualification de « gaz inerte » pour le N^2 dans une combustion n'est qu'approximative.

C. — ÉTUDE DE LA COMBUSTION EFFECTIVE POUR UN MÉCANISME DE COMBUSTION QUELCONQUE. CAS GÉNÉRAL.

57. Composition de la mole de gaz brûlés dans le cas général.

Comme nous l'avons vu au début du chapitre précédent, la composition d'une mole de gaz brûlés, en combustion fictive, est dans le cas général :

$$1 \text{ mole} = \begin{cases} \mu a_{CO_2} (1 - k_{CO_2}) \dots\dots\dots & \text{de } CO^2 \\ \mu a_{CO_2} k_{CO_2} \dots\dots\dots & \text{de } CO \\ \mu a_{H_2O} (1 - k_{H_2O}) \dots\dots\dots & \text{de } H^2O \\ \mu a_{H_2O} k_{H_2O} \dots\dots\dots & \text{de } H^2 \\ \mu a_{O_2} \dots\dots\dots & \text{de } O^2 \\ 1 - \mu (a_{CO_2} + a_{H_2O} + a_{O_2}) \dots\dots\dots & \text{de } N^2 \end{cases}$$

Par suite des dissociations, lors de la combustion effective, cette mole devient $(1 + \varepsilon)$ mole, constituée comme ci-dessous :

$$(1 + \varepsilon) \text{ mole} = \begin{cases} \mu a_{CO_2} (1 - k_{CO_2}) - y \dots\dots\dots & \text{de } CO^2 \\ \mu a_{CO_2} k_{CO_2} + y \dots\dots\dots & \text{de } CO \\ \mu a_{H_2O} (1 - k_{H_2O}) - \left(t + \frac{s + u}{2}\right) \dots\dots\dots & \text{de } H^2O \\ \mu a_{H_2O} k_{H_2O} + t \dots\dots\dots & \text{de } H^2 \\ \mu a_{O_2} + \frac{1}{2} \left(y + t - \frac{s + u}{2} - v\right) \dots\dots\dots & \text{de } O^2 \\ s \dots\dots\dots & \text{de } (OH) \\ u \dots\dots\dots & \text{de } H \\ v \dots\dots\dots & \text{de } O \\ 1 - \mu (a_{CO_2} + a_{H_2O} + a_{O_2}) \dots\dots\dots & \text{de } N^2 \end{cases}$$

avec
$$\varepsilon = \frac{1}{2} \left(y + t + \frac{s + u}{2} + u + v \right)$$

Tout ce qui précède s'obtient exactement de la façon qui a été vue au § 48, formules (65) à (69).

On écrit que le nombre d'atomes C, H et O est le même en combustion fictive et en combustion effective ; on trouve ainsi les titres en CO^2 , H^2O et O^2 , comme précédemment ; ce qui permet de calculer la valeur de ε qui a exactement la même forme que dans le cas de la combustion moléculaire.

D'où la composition de la mole de gaz brûlés en combustion effective quelconque :

$$\begin{array}{ll}
 \frac{\mu a_{\text{CO}^2} (1 - k_{\text{CO}^2}) - y}{1 + \varepsilon} & \text{de } \text{CO}^2 \\
 \frac{\mu a_{\text{CO}^2} k_{\text{CO}^2} + y}{1 + \varepsilon} & \text{de } \text{CO} \\
 \frac{\mu a_{\text{H}^2\text{O}} (1 - k_{\text{H}^2\text{O}}) - \left(t + \frac{s + u}{2}\right)}{1 + \varepsilon} & \text{de } \text{H}^2\text{O} \\
 \frac{\mu a_{\text{H}^2\text{O}} k_{\text{H}^2\text{O}} + t}{1 + \varepsilon} & \text{de } \text{H}^2 \\
 \frac{\mu a_{\text{O}^2} + \frac{1}{2} \left(y + t - \frac{s - u}{2} - v\right)}{1 + \varepsilon} & \text{de } \text{O}^2 \\
 \frac{s}{1 + \varepsilon} & \text{de } (\text{OH}) \\
 \frac{u}{1 + \varepsilon} & \text{de } \text{H} \\
 \frac{v}{1 + \varepsilon} & \text{de } \text{O} \\
 \frac{1 - \mu (a_{\text{CO}^2} + a_{\text{H}^2\text{O}} + a_{\text{O}^2})}{1 + \varepsilon} & \text{de } \text{N}^2
 \end{array} \quad (85)$$

58. L'équation de ΔT dans le cas général.

A partir de la combustion, définie par (85), d'une mole de gaz brûlés en combustion effective quelconque, on calcule, suivant la méthode exposée au § 49, la valeur de

$$\Delta T = \frac{\Delta Q}{\Phi_A}$$

Le calcul, plus long que le précédent, mais identique quant au procédé, donne comme résultat

$$\Delta T = \frac{y (Q_A)_{T_C} + \left(t - \frac{s - u}{2}\right) (Q_B)_{T_C} + s (Q_B')_{T_C} + \frac{u}{2} (Q_C)_{T_C} + \frac{v}{2} (Q_D)_{T_C}}{\mu a_{\text{CO}^2} (1 - k_{\text{CO}^2}) (\varphi_{\text{CO}^2} - \varphi_{\text{N}^2}) + \mu a_{\text{H}^2\text{O}} (1 - k_{\text{H}^2\text{O}}) (\varphi_{\text{H}^2\text{O}} - \varphi_{\text{N}^2}) + \varphi_{\text{N}^2}} \quad (86)$$

Le numérateur de cette équation est identique à celui de l'équation (75). Dans le dénominateur, on retrouve le Φ_A des combustions quelconques, comme prévu au § 48, ce qui vérifie le calcul.

En remplaçant les $(Q)_{TC}$ et les φ_A par leurs valeurs numériques, on a finalement :

$$\Delta T = 10^3 \times 34,775 \times \frac{1,835 y + 1,685 t + s + 2,285 u + 1,673 v}{5,9 \mu a_{CO_2} (1 - k_{CO_2}) + 3,8 a_{H_2O} (1 - k_{H_2O}) + 6,75} \quad (87)$$

59. Le système d'équations d'équilibre, dans le cas général.

Les conditions d'équilibres thermodynamiques s'établissent d'une manière identique à celle du § 55, et en utilisant les notations et données des § 50 à § 54 on trouve :

$$(88) \left\{ \begin{array}{ll} \frac{1}{2} \frac{(\mu a_{CO_2} k_{CO_2} + y)^2 \left(y + t - \frac{s-u}{2} - v \right)}{[\mu a_{CO_2} (1 - k_{CO_2}) - y]^2} = \frac{K_1}{\lambda p r} & \text{équilibre (A)} \\ \frac{1}{2} \frac{(\mu a_{H_2O} k_{H_2O} + t)^2 \left(y + t - \frac{s-u}{2} - v \right)}{\left[\mu a_{H_2O} (1 - k_{H_2O}) - \left(t + \frac{s+u}{2} \right) \right]^2} = \frac{K_2}{\lambda p r} & \text{— (B)} \\ \frac{s^2 (\mu a_{H_2O} k_{H_2O} + t)}{\left[\mu a_{H_2O} (1 - k_{H_2O}) - \left(t + \frac{s+u}{2} \right) \right]^2} = \frac{K_3}{\lambda p r} & \text{— (B')} \\ \frac{u^2}{\mu a_{H_2O} k_{H_2O} + t} = \frac{K_4}{\lambda p r} & \text{— (C)} \\ \frac{2 v^2}{y + t - \frac{s-u}{2} - v} = \frac{K_5}{\lambda p r} & \text{— (D)} \end{array} \right.$$

Le système (88) est le système général des équations d'équilibre pour une combustion quelconque.

a) Pour la combustion moléculaire, il suffit de faire

$$\mu = 1 \quad k_{CO_2} = k_{H_2O} = 0 \quad a_O = 0 \quad \lambda = \lambda_0$$

pour retrouver le système fondamental.

b) Pour la combustion quelconque en mélange pauvre, il faut faire :

$$k_{CO_2} = k_{H_2O} = 0$$

μ a une valeur calculée suivant l'égalité (36) du § 24,

a_O^2 a une valeur calculée suivant l'égalité (31) du § 20.

c) Pour la combustion en mélange riche, comme indiqué au § 17, on prendra en général $k_{H^2O} = 0$ avec

$$k_{CO_2} = \frac{1-a}{2a_{CO_2}} \left(1 - \frac{\Theta_A}{k\Theta_c} \right)$$

d) La valeur de λ en combustion quelconque est différente de λ_0 . Sa signification est naturellement la même (voir § 49).

Nous avons vu que :

$$\lambda_0 = \frac{5n + 3\frac{m}{2}}{1 + 5\left(n + \frac{m}{4}\right)}$$

Ce qui s'écrit plus symboliquement :

$$\lambda_0 = \frac{\mathcal{N}}{1 + \mathcal{N}}$$

d'où l'on déduit que :

$$\lambda = \frac{k\Theta_c}{\mu} \frac{1 + \mathcal{N}}{k\Theta_c + \mathcal{N}} \lambda_0 \quad (89)$$

60. Résolution du cas général à partir des solutions du système fondamental.

Dans le cas de l'étude d'une combustion effective quelconque, il faut :

1° Calculer T_F , d'après l'équation (54) du § 36, après avoir calculé Q'_P par l'équation du § 35 (b). Notons que Q'_F ne se calcule pas et que seul Q_F est nécessaire au calcul de T_F , étant donnée l'utilisation de l'équation (54).

2° Calculer ΔT d'après l'équation (87), avec des valeurs de y , t , s , u et v qui satisfont au système général (88). Le calcul se fait par approximations successives, ainsi qu'il a été indiqué au § 55, ce qui nécessite une méthode de résolution rapide du système (88).

Nous allons montrer que cela peut se faire en utilisant la solution du système fondamental (84), effectuée au § 55 :

Pour cela, nous substituons aux inconnues y , t , s , u et v telles qu'elles sont définies au § 57, par la composition de la mole de gaz brûlés en combustion effective, les inconnues auxiliaires :

$$\left. \begin{aligned} Y &= \mu a_{CO_2} k_{CO_2} + y \\ T &= \mu a_{H_2O} k_{H_2O} + t \\ S &= s \\ U &= u \\ V &= v \end{aligned} \right\} \quad (90)$$

Dans ces conditions, la composition de la mole de gaz brûlés (85) devient :

$$\begin{array}{ll}
 \frac{\mu a_{\text{CO}_2} - Y}{1 + \varepsilon} & \text{de CO}_2 \\
 \frac{Y}{1 + \varepsilon} & \text{de CO} \\
 \frac{\mu a_{\text{H}_2\text{O}} - \left(T + \frac{S+U}{2}\right)}{1 + \varepsilon} & \text{de H}_2\text{O} \\
 \frac{T}{1 + \varepsilon} & \text{de H}^2 \\
 \frac{1}{2} \frac{Y + T - \frac{S-U}{2} - V + A_{\text{O}_2}}{1 + \varepsilon} & \text{de O}_2 \\
 \frac{S}{1 + \varepsilon} & \text{de OH} \\
 \frac{U}{1 + \varepsilon} & \text{de H} \\
 \frac{V}{1 + \varepsilon} & \text{de O}_2 \\
 \frac{1 - \mu (a_{\text{CO}_2} + a_{\text{H}_2\text{O}} + a_{\text{O}_2})}{1 + \varepsilon} & \text{de N}_2
 \end{array} \quad (91)$$

En posant :

$$A_{\text{O}_2} = 2\mu a_{\text{O}} - \mu a_{\text{CO}_2} k_{\text{CO}_2} - \mu a_{\text{H}_2\text{O}} k_{\text{H}_2\text{O}} \quad (92)$$

Avec ces inconnues auxiliaires, l'équation de ΔT prend la forme :

$$\Delta T = 10^3 \times 34,775 \times \frac{1,835(Y - \mu a_{\text{CO}_2} k_{\text{CO}_2}) + 1,685(T - \mu a_{\text{H}_2\text{O}} k_{\text{H}_2\text{O}}) + S + 2,285 U + 1,673 V}{5,9 \mu a_{\text{CO}_2} (1 - k_{\text{CO}_2}) + 3,8 \mu a_{\text{H}_2\text{O}} (1 - k_{\text{H}_2\text{O}}) + 6,75} \quad (93)$$

Et le système général (88) prend la forme :

$$\begin{array}{l}
 \frac{1}{2} \frac{Y^2 \left(Y + T - \frac{S-U}{2} - V + A_{\text{O}_2}\right)}{(\mu a_{\text{CO}_2} - Y)^2} = \frac{K_1}{\lambda p r} \\
 \frac{1}{2} \frac{T^2 \left(Y + T - \frac{S-U}{2} - V + A_{\text{O}_2}\right)}{\left[\mu a_{\text{H}_2\text{O}} - \left(T + \frac{S+U}{2}\right)\right]^2} = \frac{K_2}{\lambda p r} \\
 \frac{S^2 T}{\left[\mu a_{\text{H}_2\text{O}} - \left(T + \frac{S+U}{2}\right)\right]^2} = \frac{K_3}{\lambda p r} \\
 \frac{U^2}{T} = \frac{K_4}{\lambda p r} \\
 \frac{2V^2}{Y + T - \frac{S-U}{2} - V + A_{\text{O}_2}} = \frac{K_5}{\lambda p r}
 \end{array} \quad (94)$$

Si l'on rapproche le système (94) du système fondamental, l'on constate que leurs formes sont identiques à l'introduction, dans le premier, du paramètre A_{O^2} défini par la relation (92).

De plus a_{CO^2} et a_{H^2O} sont devenus respectivement μa_{CO^2} et μa_{H^2O} dans le système ci-dessus.

Il en résulte que la résolution du système général (88) sera effectuée de la façon suivante, pour une valeur des constantes correspondant à la température d'entrée T' , choisie initialement :

1° Adoptant les inconnues auxiliaires (90), on prend comme valeur de départ de celles-ci les solutions du système fondamental correspondant aux valeurs μa_{CO^2} et μa_{H^2O} des paramètres a_{CO^2} et a_{H^2O} (ceci revient à supposer momentanément $A_{O^2} = 0$).

2° On résoud le système (94) pour déterminer les valeurs exactes des inconnues, résultant de l'introduction du paramètre A_{O^2} .

3° On calcule ΔT au moyen de l'égalité (93).

4° Si la température T' choisie est telle que $\Delta T = T_F - T'$, elle est la solution T_C cherchée. Si non, il faut recommencer les calculs de la même façon et en opérant comme il a été dit au § 55.

Une fois la valeur de T_C déterminée, on obtient les valeurs des inconnues réelles au moyen des égalités (90).

Le point important, dans toute méthode d'approximations successives, est d'avoir les *valeurs initiales relatives* des inconnues: c'est ce que permet de réaliser l'artifice des inconnues auxiliaires donnant lieu au système (94), on peut alors prendre comme valeurs de départ celles du système fondamental, ce qui entraîne la détermination rapide des inconnues réelles.

D. — DÉTERMINATION DE T_C POUR LES COMBUSTIONS A VOLUME APPROXIMATIVEMENT CONSTANT.

61. Exposé général du problème.

Nous avons vu au § 9 du chapitre (I-B) que, dans certains cas, la combustion évoluait non pas à volume rigoureusement constant, comme nous venons de l'étudier, mais en régime mixte ou intermédiaire entre les combustions à volume constant et à pression constante.

En pratique, ces régimes intermédiaires sont finalement voisins de l'un ou l'autre mode d'évolution: en particulier, dans le cas du moteur à carburation préalable, la combustion a lieu à volume approximativement constant par suite d'artifices pratiques tels que l'avance à l'allumage.

Il en résulte que la combustion n'est pas réalisée à partir des conditions initiales théoriques — en particulier la valeur de r est modifiée. Dans ces conditions la température

T_C calculée comme il a été indiqué au cours de ce chapitre doit être soumise à *une correction*. C'est le calcul permettant de déterminer celle-ci que nous développons ci-après.

62. La méthode de calcul.

On admet que la variation du taux de compression volumétrique préalable n'est pas suffisante pour avoir de l'influence sur T_F qui se calcule donc comme il a été dit au chapitre II, sans modification.

Soit Λ_0 la valeur du produit λpr correspondant aux conditions théoriques du fonctionnement du moteur ; la valeur réelle Λ — pour les conditions de compression réelles au moment de la combustion — est :

$$\Lambda = \Lambda_0 + d\Lambda = \lambda p (r + dr)$$

Car à la variation de volume correspond, d'après nos notations, une variation de r .

Soient Y_0 , T_0 , S_0 , U_0 et V_0 les solutions du système (94) pour la valeur Λ_0 ci-dessus définie (c'est-à-dire les valeurs des inconnues auxiliaires et non celles des inconnues proprement dites).

Les valeurs correspondantes respectives de ces solutions, pour la valeur Λ du produit λpr , sont

$$\begin{aligned} Y &= Y_0 + dY \\ T &= T_0 + dT \\ S &= S_0 + dS \\ U &= U_0 + dU \\ V &= V_0 + dV \end{aligned}$$

D'autre part, le ΔT correspondant aux valeurs de Y_0 , T_0 , S_0 , U_0 et V_0 , calculé pour la combustion rigoureuse à volume constant, est de la forme

$$\Delta T = A_1 Y_0 + A_2 T_0 + A_3 S_0 + A_4 U_0 + A_5 V_0 + A_6 \quad (95)$$

d'après l'égalité (93) du § 60.

Pour simplifier la suite des calculs nous poserons :

$$\begin{aligned} Z_0 &= Y_0 + T_0 - \frac{S_0 - U_0}{2} - V_0 + A \\ Z &= Z_0 + dZ \end{aligned}$$

Si nous considérons alors la première équation du système (94) — relative à l'équilibre (A) — sous sa forme logarithmique, nous avons

$$\log \frac{1}{2} + 2 \log Y + \log Z = 2 \log (\mu_{aCO_2} - Y) + \log K_1 - \log \Lambda$$

En dérivant nous obtenons :

$$2 \frac{dY}{Y_o} + \frac{dZ}{Z_o} = -2 \frac{dY}{\mu a_{CO_2} - Y_o} + \frac{dK_1}{K_1} - \frac{d\Lambda}{\Lambda_o}$$

ce qui donne en définitive, si l'on remplace dZ par sa valeur développée :

$$dY \left[1 + 2Z_o \left(\frac{1}{Y_o} + \frac{1}{\mu a_{CO_2} - Y_o} \right) \right] + dT - \frac{1}{2} dS + \frac{1}{2} dU - dV = Z_o \left(\frac{d\Lambda}{\Lambda_o} - \frac{dK_1}{K_1} \right) \quad (96)$$

Les autres équilibres donnent, par des calculs identiques, les équations ci-dessous :

De l'équilibre (B), l'on tire :

$$dY + dT \left[1 + 2Z_o \left(\frac{1}{T_o} + \frac{1}{\mu a_{CO_2} - \left(T_o + \frac{S_o + U_o}{2} \right)} \right) \right] + dS \left[\frac{Z_o}{\mu a_{H_2O} - \left(T_o + \frac{S_o + U_o}{2} \right)} - \frac{1}{2} \right] \\ + dU \left[\frac{Z_o}{\mu a_{H_2O} - \left(T_o + \frac{S_o + U_o}{2} \right)} + \frac{1}{2} \right] - dV = Z_o \left[\frac{d\Lambda}{\Lambda_o} - \frac{dK_2}{K_2} \right] \quad (97)$$

De l'équilibre (B'), l'on tire :

$$dT \left[\frac{1}{T_o} + \frac{2}{\mu a_{H_2O} - \left(T_o + \frac{S_o + U_o}{2} \right)} \right] + dS \left[\frac{2}{S_o} + \frac{1}{\mu a_{H_2O} - \left(T_o + \frac{S_o + U_o}{2} \right)} \right] \\ + \frac{dU}{\mu a_{H_2O} - \left(T_o + \frac{S_o + U_o}{2} \right)} = \frac{d\Lambda}{\Lambda_o} - \frac{dK_3}{K_3} \quad (98)$$

De l'équilibre (C), l'on tire :

$$\frac{dT}{T_o} - 2 \frac{dU}{U_o} = \frac{d\Lambda}{\Lambda_o} - \frac{dK_4}{K_4} \quad (99)$$

Enfin, de l'équilibre (D), l'on obtient :

$$dY + dT - \frac{1}{2} dS + \frac{1}{2} dU - dV \left(1 + \frac{2Z_o}{V_o} \right) = \frac{d\Lambda}{\Lambda_o} - \frac{dK_5}{K_5} \quad (100)$$

Les équations (96), (97), (98), (99) et (100) constituent un système de 5 équations linéaires à 5 inconnues, dV , dT , dS , dU , et dV , dont la forme générale est :

$$l_1 dY + m_1 dT + n_1 dS + p_1 dU + q_1 dV = C_1 \quad (101)$$

Posons :
$$L = \frac{1}{\mu a_{CO_2} - Y_o} \quad \text{et} \quad M = \frac{1}{\mu a_{H_2O} - \left(T_o + \frac{S_o + U_o}{2} \right)}$$

ainsi que :

$$L_1 = 1 + 2 Z_o \left(\frac{1}{Y_o} + L \right)$$

$$M_1 = 1 + 2 Z_o \left(\frac{1}{T_o} + M \right)$$

$$M_2 = Z_o M + \frac{1}{2}$$

Au tableau XIII nous publions les coefficients des 5 équations correspondant à la forme générale (101) ci-dessus.

TABLEAU XIII

ÉQUILIBRES	N ^{os} DES ÉQUATIONS	l	m	n	p	q	c
(A)	1	L_1	1	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	- 1	$Z_o \left(\frac{d\Lambda}{\Lambda_o} - \frac{dK_1}{K_1} \right)$
(B)	2	1	M_1	$M_2 - 1$	M_2	+ 1	$Z_o \left(\frac{d\Lambda}{\Lambda_o} - \frac{dK_2}{K_2} \right)$
(B')	3	0	$\frac{1}{T_o} + 2M$	$\frac{2}{S_o} + M$	M	0	$\frac{d\Lambda}{\Lambda_o} - \frac{dK_3}{K_3}$
(C)	4	0	$\frac{1}{T_o}$	0	$-\frac{2}{U_o}$	0	$\frac{d\Lambda}{\Lambda} - \frac{dK_4}{K_4}$
(D)	5	1	1	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	$-\left(1 + \frac{2Z_o}{V_o} \right)$	$\frac{d\Lambda}{K} - \frac{dK_5}{K_5}$

La résolution du système d'équations constitué au moyen du tableau XIII permet d'avoir la variation de ΔT , avec son signe, car l'on voit d'après l'équation (95) que

$$d(\Delta T) = A_1 dY + A_2 dT + A_3 dS + A_4 dU + A_5 dV$$

$d(\Delta T)$ représente l'influence sur T_C de la combustion dans les conditions particulières envisagées et ne correspondant plus en toute rigueur à la combustion à volume constant.

Les valeurs de $\frac{dK}{K}$ à utiliser, pour chacune des équations, sont données en fonction de la température T_C à volume constant, calculée initialement, et sont publiées au tableau XIV.

Ainsi, dans le calcul général, la détermination de T_C se fait comme il a été indiqué au sous-chapitre C et se corrige par la méthode de calcul qui vient d'être exposée ; ceci en admettant que les variations dr soient faibles par rapport à r .

Si l'on envisage, au contraire, une variation importante de r , la méthode ne s'applique plus, car T_F ne peut plus être considérée comme constante : cela revient à considérer un nouveau taux de compression r' et à calculer les températures T'_F et T'_C correspondantes.

Si la combustion a lieu entre les 2 valeurs r et r' du taux de compression préalable, les températures effectives correspondantes sont comprises entre T_C et T'_C ¹.

TABLEAU XIV

T°K	$\frac{dK_1}{K_1}$	$\frac{dK_2}{K_2}$	$\frac{dK_3}{K_3}$	$\frac{dK_4}{K_4}$	$\frac{dK_5}{K_5}$
2000	1,7603	1,5742	1,7782	1,3624	1,5768
2050	1,6637	1,4865	1,6670	1,2829	1,4878
2100	1,5741	1,4120	1,5740	1,2240	1,4128
2150	1,4780	1,3360	1,4925	1,1425	1,3367
2200	1,4007	1,2685	1,4184	1,1080	1,2687
2250	1,3392	1,2045	1,3372	1,0504	1,2043
2300	1,2784	1,1495	1,2766	1,0010	1,1492
2350	1,2153	1,1097	1,2196	0,9492	1,0937
2400	1,1598	1,0465	1,1691	0,9136	1,0437
2450	1,1063	0,9945	1,1173	0,8789	1,0046
2500	1,0514	0,9517	1,0735	0,8365	0,9617
2550	1,0100	0,9070	1,0282	0,8024	0,9165
2600	0,9657	0,8724	0,9854	0,7662	0,8818
2650	0,9254	0,8385	0,9538	0,7402	0,8509
2700	0,8812	0,8035	0,9049	0,7144	0,8188
2750	0,8503	0,7762	0,8646	0,6877	0,7877
2800	0,8324	0,7516	0,8369	0,6673	0,7616
2850	0,7973	0,7217	0,8002	0,6420	0,7303
2900	0,7600	0,6960	0,7716	0,6191	0,7025
2950	0,7286	0,6706	0,7399	0,5971	0,6727
3000	0,7027	0,6451	0,7124	0,5793	0,6512

1. Si l'écart entre r et r' est important, il faut faire les calculs de T_F et de T_C pour des valeurs intermédiaires entre r et r' si l'on veut avoir la courbe des variations de T_C entre les deux valeurs extrêmes.

E. — ÉTUDE DE LA COMBUSTION EN RÉGIME NORMAL.

63. Exemple d'étude de combustion effective. — Application numérique.

Ce qui précède termine l'exposé de la méthode de calcul permettant l'étude théorique de la combustion effective d'abord à volume constant rigoureux, puis en tenant compte des

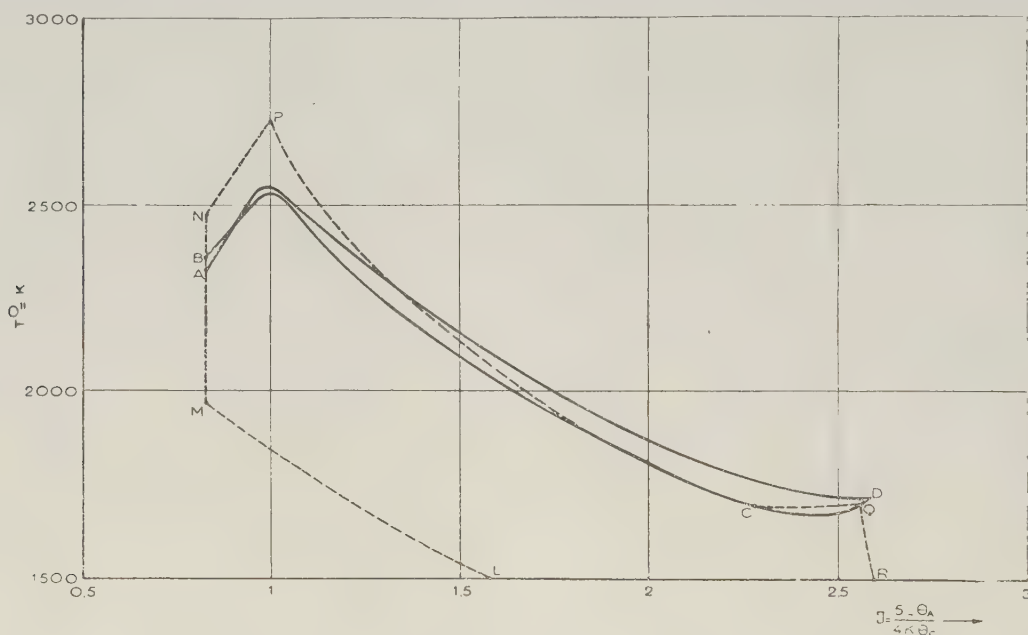


FIG. 11. — Température effective T_e pour $\Lambda = 5$.
 Comparaison avec les températures possibles correspondantes.

caractéristiques propres du moteur (cycle adopté — avance — etc. . .). Cette étude théorique est utilisée pour l'étude de la combustion en régime normal dans les moteurs de la façon qui va être exposée ci-après.

Tout d'abord, pour mettre en évidence les résultats que donnent les études théoriques en combustion effective, nous publions la figure 11 où est représenté en *traits pleins* le diagramme des températures effectives possibles pour $\Lambda = 5$ et pour l'essence moyenne, en mélange initial riche ($k = 1, 2$) ; en *traits interrompus* est représenté, par comparaison, le diagramme des températures fictives correspondantes (relevés sur la figure 6 du § 40).

La figure 11 nécessite quelques commentaires :

D'abord, elle tient compte de l'influence des dissociations et donne une idée de l'importance et de l'ordre de grandeur des ΔT . En particulier, on y voit clairement qu'en ce qui concerne les mécanismes de combustion pour Θ_A et Θ_C voisins de 1 — correspondant à la

courbe BCQD — les phénomènes de dissociations influent extrêmement peu jusque vers 2000° K.

Il y a principalement à signaler une différence essentielle entre le diagramme des températures effectives et celui des températures fictives : dans ce dernier, la courbe ML, . . . RQ (qui se prolonge hors du cadre de la figure, dans sa partie inférieure) représente les températures fictives possibles pour les valeurs minima de Θ_A qui correspondent d'après le tableau III (chapitre II — § 26) au cas où $k_{CO^2} = 1$, c'est-à-dire au cas où le titre en CO^2 serait nul dans la mole de gaz brûlés. Il en résulte, dans la combustion fictive, la présence simultanée, uniquement de CO et de O^2 , à des températures de l'ordre de 1100° K, au minimum. Thermodynamiquement, l'équilibre, dans ces conditions, n'est pas possible ; il y a nécessairement réassociation avec production de CO^2 et libération sous forme thermique d'une quantité d'énergie correspondante. Il en résulte, qu'en combustion effective, la courbe correspondante à ML, . . . RQ est, sur le diagramme de la figure 11, la courbe DD'. De plus, cette courbe est *au-dessus* de celle, B'CD, correspondant aux mécanismes de combustion les plus fréquemment réalisés.

Ainsi, en combustion effective, non seulement le diagramme des températures possibles a une surface bien plus restreinte que dans le cas de la combustion fictive, mais encore, les températures accidentelles dues aux mauvaises combustions se trouvent être plus élevées — tout au moins dans les faibles valeurs de Θ_c — que celles normalement réalisées.

Nous verrons ce qu'il en résulte dans un paragraphe ultérieur (§ 67).

64. Application à l'étude des températures dans un moteur.

L'exemple du paragraphe précédent a été pris pour $\Lambda = 5$.

Supposons un moteur fonctionnant dans ces conditions et supposons en outre que la combustion ait lieu dans des conditions telles que Λ varie en réalité de $\Lambda_i = 5$ à $\Lambda_s = 8$.

D'après ce qui a été dit au § 63, les températures possibles pourront être comprises soit dans l'aire du diagramme correspondant à $\Lambda_i = 5$, soit dans l'aire du diagramme correspondant à $\Lambda_s = 8$, soit dans la zone intermédiaire.

La figure 12 représente les 2 aires extrêmes correspondant à $\Lambda_i = 5$ et $\Lambda_s = 8$. Elle constitue un diagramme complet des températures possibles dans un moteur alimenté à l'essence moyenne, en mélange initial riche — $k = 1,2$ — et fonctionnent normalement au taux de compression voisin de 5, mais soumis à des phénomènes de chasse préalable, par exemple, et de précompression accidentelle engendrant un taux de compression pouvant aller pratiquement jusqu'à une valeur voisine de 8.

La réalisation d'un tel diagramme, pour *l'étude de la combustion en régime normal* dans les moteurs, est le but que nous nous sommes proposés d'atteindre, pour les raisons suivantes :

Rappelons que nous avons indiqué au chapitre I^{er} (voir § 13) le caractère d'instabilité des températures et des pressions au cours du fonctionnement dans un moteur. Les mesures

des unes et des autres, en outre, ne sont pas comparables directement entre elles, contrairement à ce qui a été tenté par différents chercheurs, du fait de leurs caractères extrêmement différents que nous résumons ci-dessous.

1° *Caractère propre des mesures des températures.* — Sous réserve de précautions et de dispositions spéciales, les mesures effectuées donnent des résultats ayant un caractère de *moyenne locale* intéressant la zone la plus chaude de la colonne de gaz traversée par le faisceau lumineux utilisé pour les mesures.

2° *Caractère propre des mesures de pressions.* — Sous réserve de dispositions appropriées des appareils utilisés, les mesures donnent des résultats ayant essentiellement un caractère de *moyenne globale*, intéressant la masse totale des gaz de la chambre de combustion.

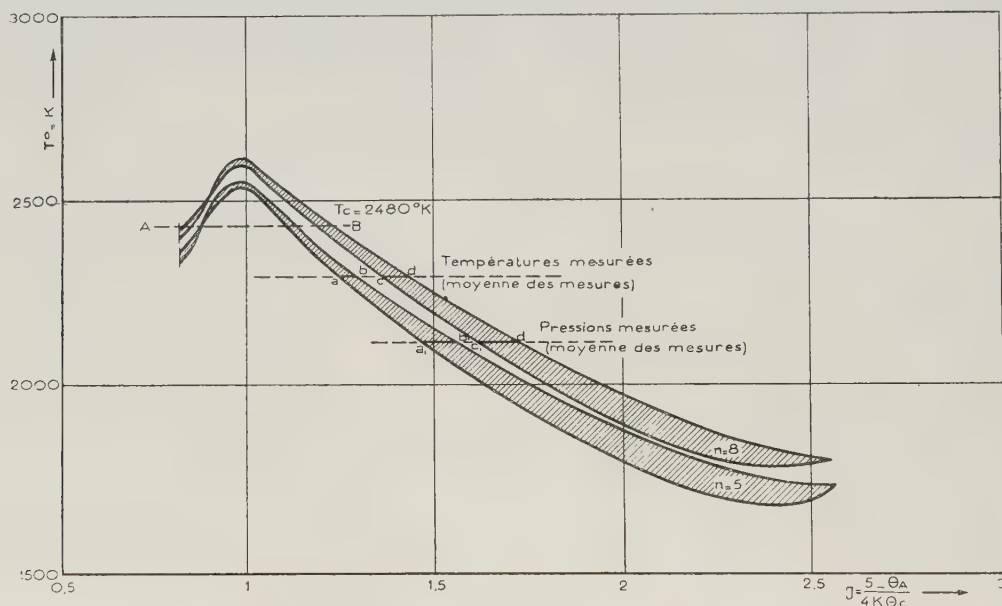


FIG. 12. — Diagramme des températures possibles dans un moteur.
Étude de l'influence de la chasse préalable — exemple $n = 5$ à $n = 8$.

Ce qui précède montre clairement que l'étude systématique des phénomènes de combustion nécessite, dans sa partie expérimentale, la mesure des pressions et également celle des températures. Il devient évident que ces mesures doivent être effectuées *simultanément* pour avoir des valeurs comparables, toutes choses égales. D'autre part, cette comparaison ne peut être faite (par suite des caractères différents des résultats des mesures résumés ci-dessus) que si l'on a la possibilité d'interpréter ces résultats *dans un cadre de référence commun*.

C'est le rôle que nous assignons au *diagramme des températures possibles dans un moteur*, parce qu'il est susceptible d'être gradué, en ordonnées, à la fois en températures et en pressions — voir figure 12 — et par conséquent de classer et d'interpréter les résultats des mesures par les déterminations des valeurs de J , Θ_A et Θ_C correspondantes — voir les droites $abcd$ et $a_1b_1c_1d_1$ de la figure 12.

65. Étude systématique de la combustion en régime normal dans un moteur.

De ce qui précède résulte le programme d'étude systématique de la combustion en régime normal :

Celle-ci, comme on vient de le voir, est à la fois théorique et expérimentale.

a) *En ce qui concerne la partie théorique :*

Pour un moteur donné, on détermine p , r et dr (ou les valeurs extrêmes de r s'il y a lieu)

Pour le combustible utilisé, et pour les conditions d'alimentation, on détermine le Λ correspondant.

Ayant ainsi fixé le Λ et le $d\Lambda$ représentant les conditions de marche du moteur, on établit son *diagramme des températures possibles* pour l'essence moyenne d'abord, si on le fait fonctionner avec une essence courante, pour le combustible étalon, ensuite, si l'étude nécessite des mesures avec un combustible spécial.

b) *En ce qui concerne la partie expérimentale.*

On effectue les *mesures simultanées* des températures et des pressions (soit pour une essence courante, soit pour le combustible étalon utilisé) à différents régimes de marche et de charge, pour la ou les conditions d'alimentation initiales choisies (à noter que s'il y a plusieurs conditions d'alimentation choisies, il y a un diagramme pour chacune d'elles à établir dans la partie théorique).

Une fois ces deux séries d'étude effectuées séparément, il reste à porter sur les diagrammes théoriques les résultats des mesures expérimentales, pour en effectuer l'interprétation et pour examiner comment varient leurs positions sur le diagramme en fonction des variables expérimentales choisies.

Les circonstances n'ont pas encore permis la réalisation d'un tel programme d'études : au moment de la déclaration de guerre, un moteur devait être équipé pour le réaliser. Les événements qui ont suivi, bien que n'ayant pas fait échouer sa réalisation, l'ont considérablement retardé.

Ceci explique pour quelles raisons, dans ce chapitre, je n'ai pu donner une étude complète d'une application numérique concrète ; il faut avoir un moteur déterminé pour faire toutes les mesures et tous les calculs préparatoires ; il faut également avoir des essences courantes et des combustibles types pour compléter ces calculs ; ces éléments indispensables me faisant défaut, je me suis borné à l'exemple restreint d'un type de diagramme pour essence moyenne et pour $\Lambda_i = S$ et $\Lambda_s = 8$ pour permettre de préciser le programme d'études expérimentales ayant donné lieu au présent travail théorique¹.

1. A noter que lors des mesures de températures — pour mise au point d'une méthode spéciale exposée dans une autre publication — j'ai obtenu sur un petit moteur d'expérience, fonctionnant au taux de compression d'environ 6,3, une température de 2.430° K. Celle-ci portée en A B sur le diagramme de la figure 12 s'y intègre d'une façon extrêmement satisfaisante.

66. Interprétation des valeurs de Θ_C et de Θ_A .

Dans ce qui précède, nous avons admis implicitement que les probabilités sont les mêmes pour tous les mécanismes de combustion. En fait, il est bien évident que certains mécanismes sont plus probables que d'autres.

Il convient de donner une interprétation des différents mécanismes possibles et d'examiner dans quelles conditions de fonctionnement d'un moteur ils peuvent se réaliser le plus généralement. Ceci revient à donner une interprétation physique, en quelque sorte, des facteurs Θ_A et Θ_C puisque, comme nous l'avons vu, pour un mélange de richesse initiale k , nous pouvons avoir des mécanismes très différents, correspondant à des richesses variables, fonctions de k ainsi que de Θ_A et de Θ_C .

L'on peut dire essentiellement que :

a) Le facteur Θ_C caractérise la *pulvérisation* du combustible. En effet, si le mélange air-combustible gazeux est parfaitement réalisé, il n'y a aucune difficulté à obtenir la combustion optima dans un moteur.

b) Le facteur Θ_A caractérise l'*homogénéisation* du mélange air-combustible gazeux. En effet, si le dosage de l'air et du combustible est assuré par le carburateur, et si la carburation est satisfaisante, l'air sera utilisé en totalité s'il est bien réparti.

Ainsi, Θ_A et Θ_C sont deux facteurs qui dépendent de la valeur de ce système de carburation et d'alimentation d'un moteur.

La connaissance de Θ_A et de Θ_C permettra donc d'évaluer numériquement la valeur de ce système pour un moteur donné.

- | | |
|---|--|
| 1. Si Θ_C et Θ_A sont très voisin de 1. | Le système d'alimentation est parfait. |
| 2. Si $\left\{ \begin{array}{l} \Theta_C \text{ est voisin de } 1 \\ \Theta_A \text{ voisin de sa limite inférieure} \end{array} \right.$ | Le système d'alimentation se caractérise par une bonne pulvérisation et une homogénéisation défectueuse. |
| 3. Si $\left\{ \begin{array}{l} \Theta_C \text{ est voisin de sa limite inférieure} \\ \Theta_A \text{ voisin de } 1 \end{array} \right.$ | Le système d'alimentation se caractérise par une mauvaise pulvérisation et une bonne homogénéisation. |
| 4. Si Θ_C et Θ_A sont voisins de leurs limites inférieures | Le système d'alimentation est défectueux. |

D'une manière générale, Θ_C et Θ_A ne dépendent que du système de carburation et d'alimentation. Par exemple : une très bonne pulvérisation du carburateur peut être détruite si le mélange air-combustible est laminé lors de l'admission par des soupapes insuffisamment proportionnées ou mal profilées.

Toutefois, une défectuosité *locale* du moteur peut influencer sur les valeurs de Θ_C et de Θ_A . Par exemple : un bossage malencontreux sur le circuit des gaz lors du remplissage, ou une tête de bougie placée sur ce circuit.

Dans la majorité des cas, Θ_C sera, pour un moteur bien étudié, moins facilement modifiable que Θ_A , lors du remplissage ; en particulier, Θ_A sera toujours plus faible le long des parois de la chambre de combustion, notamment si, dans le parcours des gaz se trouvent des obstacles tels que bossage ou tête de bougies sur le parcours de remplissage de la chambre de combustion.

67. Conclusions pratiques. Mécanismes de combustion lors de la formation de points chauds.

La dernière remarque du § 66 va nous servir particulièrement en ce qui concerne la question des points chauds accidentels dans les moteurs en fonctionnement.

a) *Cas d'un moteur bien étudié avec un bon système de carburation.*

La valeur de Θ_C est très voisine de 1. Si la chambre de combustion comporte un obstacle quelconque sur le parcours de remplissage ou un bossage notable sur la paroi, il peut en résulter localement une faible valeur de Θ_A ; si l'on se réfère à la courbe du diagramme de la figure 11, l'on constate que les températures avec $\Theta_A = 1$ et Θ_A minimum sont peu différentes, bien que celles pour Θ_A minimum soient plus élevées. En définitive, le régime des températures dans le moteur est homogène, quels que soient les mécanismes de combustion locaux.

b) *Cas d'un moteur mal étudié avec mauvais système de carburation.*

La valeur de Θ_C est voisine de sa limite inférieure. Si la chambre de combustion comporte un obstacle quelconque sur le parcours de remplissage ou un bossage notable sur la paroi, il en résultera comme ci-dessus, localement, une faible valeur de Θ_A ; si l'on se réfère à la courbe du diagramme de la figure 11, l'on constate que, dans ce cas, les températures correspondant aux faibles Θ_A sont notablement plus élevées que celles correspondant aux Θ_A voisins de 1. Il s'ensuit que, ces dernières étant faibles, et le moteur fonctionnant dans de mauvaises conditions, les températures au voisinage des parois sont les plus élevées ; enfin, la température, au bossage considéré, sera plus élevée encore, le Θ_A y étant le plus faible. Tout cela concourt à un échauffement du moteur en général, à un mauvais refroidissement des parois et, comme conséquence inévitable, à une montée locale rapide de la température sur le bossage ; à cet endroit va se former le point chaud accidentel.

En général, la formation d'un point chaud local est la conséquence de mécanismes de combustion caractérisés par de faibles valeurs de Θ_C et de Θ_A .

* *

Nous avons donné un aperçu des applications techniques possibles de nos études théoriques en donnant des significations physiques pratiques aux différents coefficients que nous avons utilisés lors de nos calculs.

Il est une autre conséquence pratique à tirer de nos travaux théoriques :

Ainsi que nous l'avons vu, en étudiant la figure 12 (voir § 64) il est possible de por-

ter sur un même diagramme les résultats des mesures simultanées de températures et de pressions. Ce diagramme constitue un cadre commun d'interprétation de ces mesures aux significations physiques « a priori » différentes.

L'ÉCART E ainsi déterminé sur notre diagramme peut, pensons-nous, constituer un critère nouveau pour l'étude des moteurs. En effet : il est bien évident que plus la combustion sera parfaite et plus celle-ci sera homogène.

Dans ces conditions, l'écart E en question devra être plus faible pour un moteur techniquement parfait que pour un moteur fonctionnant dans de mauvaises conditions.

La détermination de cet écart peut permettre l'étude d'un moteur ou d'un combustible :

1° *Étude d'un moteur.* — Détermination de l'écart E pour différents combustibles, pour différentes vitesses, pour différentes avances, etc... Dans chaque cas, l'écart E minimum fixera la condition de marche optimum.

2° *Étude d'un combustible.* — Détermination de l'écart E pour différentes formes de culasses, pour différents modes d'alimentation, pour différents modes de régimes, etc... Ici encore, le minimum de la valeur de l'écart E permettra de déterminer les meilleures conditions d'utilisation du combustible.

Ainsi, les études théoriques exposées dans ces trois chapitres ont permis d'établir un nouveau programme d'études expérimentales des moteurs en fonctionnement, programme essentiellement fondé sur le principe de *La mesure simultanée des températures et des pressions*.

La réalisation de ces mesures simultanées nécessite la mise au point de techniques spéciales, actuellement en cours d'exécution.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] L. REINGOLD. *Comptes rendus Académie des Sciences*, 207, 1938, p. 717.
- [2] E. JOUQUET. *Mécanique des explosifs*. O Douin. éd., Paris., ch. II et III (onde détonante), ch. IV (onde déflagrante).
- [3] E. JOUQUET. *Communication à la X^e séance d'Études Thermiques*. Journées de la combustion à volume constant. Paris, décembre 1938.
- [4] — *Chaleur et Industrie*. Janvier 1939.
- [5] FLAMM et MACHE. *Die Physik des Verbrennungerscheinungen*. Leipzig 1918.
- [6] HOPKINSON. *Proc. Roy. Soc. A* 77, 1906, p. 387.
- [7] R. DUCHÊNE. *Public. Serv. Technique Ministère de l'Air* : Étude de la combustion des mélanges gazeux, n° 11, 1932.
- [8] G. RIBAUD. *Température des flammes*, Hermann, 1930.
- [9] Cl. BONNIER. *Annales des Combustibles liquides*, n° 2 : Contrôle des essais de moteur par les analyses de gaz d'échappement, mars/avril 1935, p. 199-232.
- [10] L. REINGOLD. *Comptes rendus Acad. des Sciences*, 207, 1938, p. 893.
- [11] L. REINGOLD. *Comptes rendus Acad. des Sciences*, 206, 1938, p. 1 792.
- [12] MONTAGNE. *Thèse*. Paris, 1934.
- [13] ROCHAU-ZAER. *Thèse*. Paris, 1935.
- [14] L. REINGOLD. *Comptes rendus Acad. Sciences*, t. 207. Séances du 24/10/38. P. 717.
- [15] L. VENIN. *Poudres et explosifs*.

IMPRIMERIE PROTAT FRÈRES, MACON
C. O. L. 31.1998 — AVRIL 1947
DÉPÔT LÉGAL 2^e TRIMESTRE 1947
N° D'ORDRE CHEZ L'IMPRIMEUR : 5365
N° D'ORDRE CHEZ L'ÉDITEUR : 84

DEUXIEME THESE

Proposition donnée par la Faculté

Mesures optiques des températures de flammes dans les moteurs en fonctionnement.

Vu et approuvé :

Paris, le 21 Février 1948

Le Doyen de la Faculté des Sciences

Vu

et Permis d'imprimer :

Le Recteur de l'Académie
de Paris

TABLE DES MATIÈRES

Chapitre I. — GÉNÉRALITÉS SUR LA COMBUSTION. — DÉFINITIONS	13
A. <i>Le Combustible moyen</i>	13
B. <i>Les mécanismes de combustion dans les moteurs</i>	21
C. <i>Combustion fictive et combustion réelle</i>	30
Chapitre II. — ETUDE DE LA COMBUSTION FICTIVE	32
A. <i>Détermination des titres des constituants de la mole de gaz brûlés pour les mécanismes de combustion possibles</i>	32
B. <i>Compositions possibles d'une mole de gaz brûlés en combustion fictive dans un moteur — Application numérique à l'essence moyenne des études générales des mécanismes de combustion</i>	46
C. <i>Calcul des températures théoriques de combustion fictive à volume constant</i>	53
Chapitre III. — ETUDE DE LA COMBUSTION EFFECTIVE	77
A. <i>Les dissociations lors de la combustion effective</i>	
B. <i>Etude de la combustion effective pour le mécanisme de combustion moléculaire</i>	81
C. <i>Etude de la combustion effective pour un mécanisme de combustion quelconque</i>	96
D. <i>Détermination de T_c pour les combustions à volume approximativement constant</i>	101
E. <i>Etude de la combustion en régime normal</i>	106

